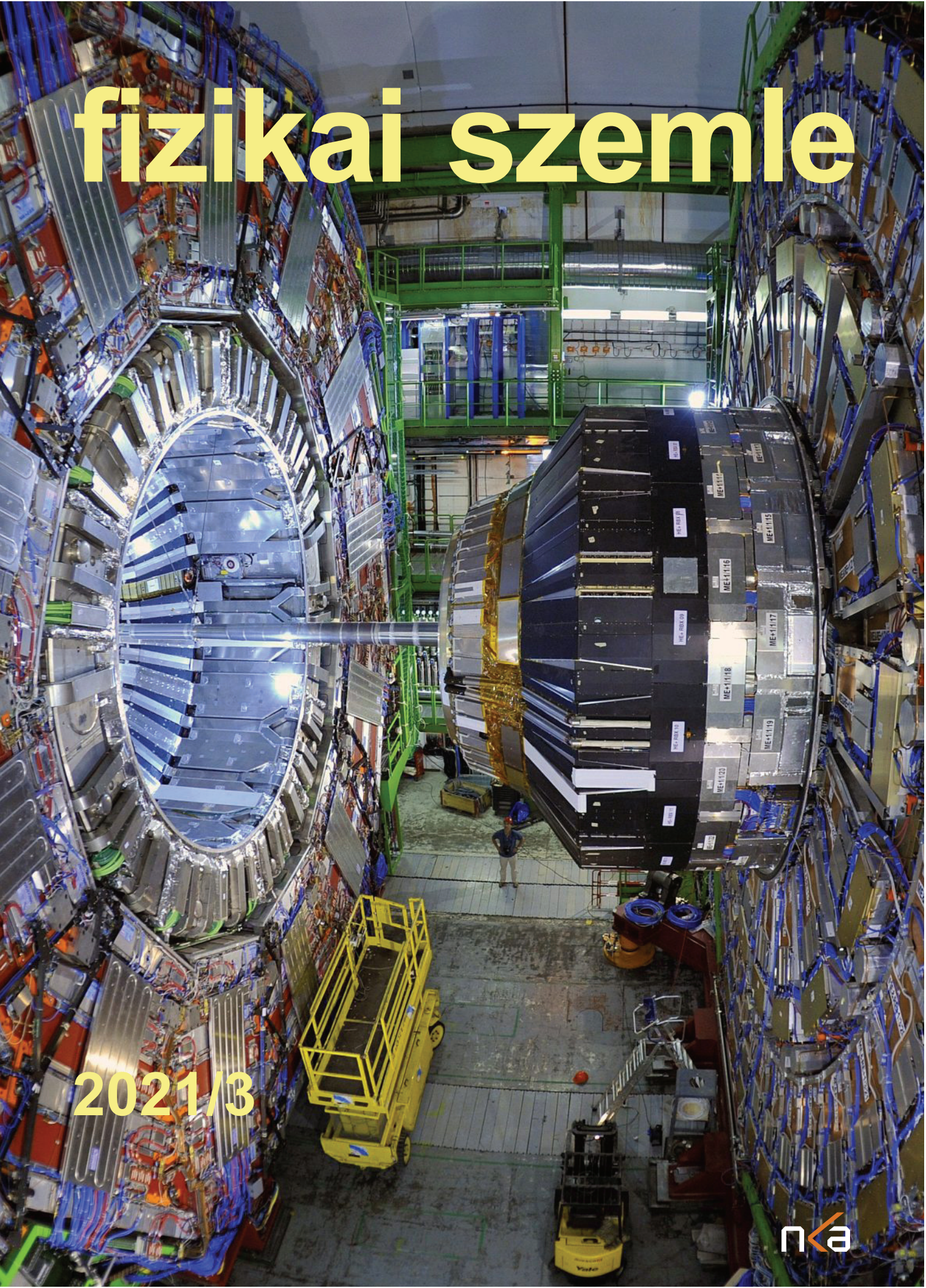


fizikai szemle

A wide-angle, high-angle photograph of a massive particle detector assembly, likely the ATLAS detector at CERN, in a large industrial hall. The detector is composed of numerous layers of blue and silver components, arranged in a circular pattern. A central beam pipe runs through the center. The assembly is supported by a complex network of metal structures and cables. In the background, a person is visible on a yellow scissor lift, providing a sense of scale. The floor is concrete, and various tools and equipment are scattered around.

2021/3

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Matematikai és Természettudományi Értesítőt az Akadémia 1882-ben indította
A Matematikai és Fizikai Lapokat Eötvös Loránd 1891-ben alapította

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat havonta megjelenő folyóirata.

Támogatók: a Magyar Tudományos Akadémia Fizikai Tudományok Osztálya, az Emberi Erőforrások Minisztériuma, a Magyar Biofizikai Társaság, a Magyar Nukleáris Társaság és a Magyar Fizikushallgatók Egyesülete

**Főszerkesztő:
Lendvai János**

**Szerkesztőbizottság:
Bíró László Péter, Czitrovsky Aladár,
Füstöss László, Gyürky György,
Hebling János, Horváth Dezső,
Horváth Gábor, Iglói Ferenc, Kiss Ádám,
Koppa Pál, Ormos Pál, Papp Katalin,
Simon Ferenc, Simon Péter, Sükösd Csaba,
Szabados László, Szabó Gábor,
Takács Gábor, Trócsányi Zoltán,
Ujvári Sándor**

**Műszaki szerkesztő:
Kármán Tamás**

**A folyóirat e-mailcíme:
szerkesztok@fizikaiszemle.hu
A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.**

A beküldött tudományos, ismeretterjesztő és fizikatanítási cikkek a Szerkesztőbizottság, illetve az általa felkért, a témában elismert szakértő jóváhagyó véleménye után jelenhetnek meg.

**A folyóirat honlapja:
http://www.fizikaiszemle.hu**



A címlapon:

**A CMS-detektor lezáró sapkája kihúzva.
A dugórész elemei jelentős hazai részvétellel készültek
(Horváth Dezső cikkéhez).**

A hátsó fedélen:

A 19 legnagyobb Naprendszer-hasonlósági indexű bolygórendszer, az írást lásd a 102. oldalon.

TARTALOM

Staar Gyula: Egy elegáns úr a fizika világában 73
A 90 éves Abonyi Iván köszöntése

Abonyi Iván: Műholdak és az általános relativitáselmélet 75
Egy ma is aktuális 1959-es cikk újraközlése

Radics Bálint, Trócsányi Zoltán: A CP-sértés nagysága 81
a leptonszektorban
A Tokai to Kamioka kísérlet mérése szerint a leptonszektorban
a CP-sértés elegendően nagy lehet a barionaszimmetria
megmagyarázásához.

Horváth Dezső: Séta a Higgs-bozon körül: az adatelemzés rejtelmek 84
– 2. rész: a Higgs-bozon megfigyelése
„Mindjárt a kezdetekben felmerült a kérdés, vajon amit
látunk, tényleg a standard modell Higgs-bozonja, vagy
esetleg valami más.”

Bíró László Péter, Pécz Béla: Gyulai József, 1933–2021 90

Szatmáry Károly, Mészáros Richárd: Léteznek-e a Naprendszerre 92
hasonlító bolygórendszerek?
Az eddigi vizsgálatok szerint Naprendszerünk szerkezete
sajátos, kialakulási folyamata kis valószínűségű eset lehet
a többihez képest.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Schnider Dorottya, Hömöstre Mibály: Hagyományos vagy digitális? 97
Melyik a nyerő?

Mit adhat a digitalizáció egy fizikatanárnak? Hagyományos vagy
digitális módszerekkel szerezhető hosszútávú, biztos tudás?

Takátsné Lucz Ildikó, Tasnádi Péter: Villámok az új Nemzeti 102
Alaptanterv tükrében

A villámok tanítási szerepének vizsgálata a kerettanterv „Szikrák
és villámok” című új fejezetében, sok hasznos ismerettel a villámok
fizikájáról.

Gy. Staar: An elegant gentleman in the world of physics

I. Abonyi: Satellites and the theory of general relativity

B. Radics, Z. Trócsányi: The magnitude of CP violation in the lepton sector

D. Horváth: A walk around the Higgs boson: the mysteries of data analysis

– Part 2: Observation of the Higgs boson

L. P. Bíró, B. Pécz: József Gyulai, 1933–2021

K. Szatmáry, R. Mészáros: Are there planetary systems similar to the Solar System

TEACHING PHYSICS

D. Schnider, M. Hömöstre: Traditional or digital? Which is the winner?

I. Takáts-Lucz, P. Tasnádi: Lightning in the light of the new national core
curriculum

Fizikai Szemle
MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT
megjelenését támogatják:



EGY ELEGÁNS ÚR A FIZIKA VILÁGÁBAN

A 90 éves Abonyi Iván köszöntése

Az Eötvös Loránd Tudományegyetem 1963-ban végzett fizikus hallgatóinak tablóképét nézegetem, nővérem hagyatékát. A felső két sorban tanáraik arcképei. Hihetetlen szellemi összecsúsz, sorolom a nevüket, ahogyan a tablón egymást követik: *Boksay Zoltán, Kedves Ferenc, Nagy Kázmér, Marx György, Novobátzky Károly, Nagy Károly, Jánossy Lajos, Pál Lénárd, Fenyves Ervin, Abonyi Iván, Zsoldos Lehel, Szépfalussy Péter, Károlyházy Frigyes, T. Sós Vera, Surányi János, Császár Ákos, Nagy Elemér, Fényes Imre, Németh Judit, Csákány Antal, Korecz László.* (Az egyetem ma is őrzi a tabló eredetijét, az Elméleti Fizikai Tanszék tárgyalójának falát díszíti.) Abonyi Iván e tanszéknek

volt akkor fiatal tudományos munkatársa, a tablóképen csupán 32 éves, most márciusban a 90. születésnapján köszönhetjük.

A mi matematika–fizika tanárszakos évfolyamunkat ugyan nem tanította, de a hetvenes évek közepétől, amikor a *Természettudományi Közlöny* (mai nevén *Természet Világa*) munkatársa lettem, közelről megismerhettem sokoldalú tudását, segítőkész emberségét. Abonyi Iván 1969-ben lett az akkor századik évében járó folyóirat szerkesztőbizottságának aktív tagja, olyan, akire mint szilárd pillérre, mindig támaszkodhat a lapkészítő ember. Mind a mai napig az Ő nevével kezdődik a folyóiratot segítő szakembergárda névsora.

A Gyulai Pál utcai szerkesztőségünkől rendszeresen átjártam hozzá a Puskin utcába. A legendás D-épület első emeletén, az Elméleti Fizikai Tanszék folyosójának végén volt a dolgozósobája, könyvek és folyóiratok sorakoztak polcain, több nyelven, amelyeket itt-ott megszakítottak irodalmi folyóirataink szigetei. Néha órákon át beszélgettünk, csodáltam széles horizontú rálátását a fizikára, a fizikusok társadalmára. Bizalmába fogadott, minden találkozásunk után éreztem, gazdagodva távozom tőle.

Fényes Imre halála után Abonyi Iván lett a TIT Budapesti Szervezete Fizika Szakosztályának elnöke, titkárként segíthettem munkáját. A hetvenes évek végén közeledett *Albert Einstein* születésének századik évfordulója. Terveztük, hogyan lehetne ezt méltóképpen megünnepelni. A szellemi muníciót Iván adta



Szalay Sándor, Papp Elemér és Abonyi Iván Dan Werthimert, az 1999-ben indult, internet-alapú SETI@home program alapítóját, az ELTE akkori vendégkutatóját hallgatják 1988-ban az Atomfizikai Tanszék titkárságán.

a Kossuth Klubban 1979. február 27-én *Mit jelent nekünk ma Einstein?* címmel megrendezett emlékesthez. Ma már nehezen elképzelhető, mekkora érdeklődés övezte rendezvényünket. A Kossuth Klub nagy előadóterme zsúfolásig megtelt, a falak mellett fiatalok álltak, s ültek a padlón is, a széksorok között. Marx György nyitotta meg az estet, az előadók – Abonyi Iván, *Horváth József*, Károlyházy Frigyes, *Kunfalvi Rezső*, *Lukács Béla*, *Patkós András*, *Szalay Sándor* – kitétek magukért, felejtethetlen estét varázsoltak hallgatóiknak. Az MTI-ben nagyméretű Einstein-képet készíttettem, az függött az előadók mögött, az előadásokat később Abonyi Ivánnal közösen megjelentettük könyv alakban. A nagy Einstein-képet azután még csaknem négy évtizedig gondosan megőriztem, szerkesztőségi szobám falát díszítette, ha költöztünk, jött velem.

Abonyi Iván 1931. március 3-án született Budapesten. Az Eötvös Loránd Tudományegyetemen szerzett fizikus diplomát 1955-ben. Diplomaszerezés után Marx György aspiránsa lett. 1961-ben védte meg doktori disszertációját (*A relativisztikus kinetikus gázelmélet egyes problémái*), 1962-ben a fizikai tudomány kandidátusa lett. *Theo Kaban* professzor meghívására 1964 és 1972 között több féléven át kutatóként és oktatóként tevékenykedett a párizsi Henri Poincaré Intézetben. 1960-tól az MTA Elméleti Fizikai Tanszéki Kutatócsoportjában dolgozott, 1996-tól nyugdíjasként munkálkodik itt.

Tél Tamás, aki ma e kutatócsoport vezetője, így emlékezik első találkozásukra: „1975-ben kerültem a



Néhány, Abonyi Iván által írt-szerkesztett könyv és folyóirat.

tanszékre, és első gyakorlatomra Ivánhoz osztottak be szeptemberben, a mat-fizesek elméleti fizika, elektrodinamika előadásaihoz. Igazán sohasem találkoztunk előtte, mégis kollégaként fogadott. Ez a kedvesség mindenki mással való kapcsolatára is jellemző. Nagyfokú tanítási szabadságot adott.

Témái kissé egzotikusak voltak a tanszéken belül, ahol a fő kutatási irány a részecskefizika, s akkor még a statisztikus fizika volt. Ő csak az utóbbihoz kapcsolódott kissé a transzportfolyamatok révén. Kutatási eredményei alapvetően a klasszikus, illetve a relativisztikus térelméletek: elektromágnesség, hidrodinamika, magnetohidrodinamika területére estek. Ezek, amellet, hogy hozzám is közel álltak, mind fontos fejezetei az elméleti fizikának: a lökéshullámok, a szuperszonikus áramlások vagy repülés, a magnetohidrodinamika, általában a plazmák, a kontrollált fúzió, vagy a bolygóközi és csillagközi tér, valamint a csillagok megértése szempontjából alapvetőek. Számomra lenyűgöző volt, hogy nemcsak angolul és németül, hanem franciául is publikált, de az is, hogy közel állt hozzá a fizikatörténet.

A tudás közkinccsé tételét Abonyi Iván mindig is feladatának tartotta. A *Fizikai Szemle* és a *Természet Világa* folyóiratokban megjelent cikkei több száz értékes oldalt számlálnak. Leginkább a relativitáselmélettel összefüggő kérdésekről írt, valamint a fizika nagy egyéniségeiről. Itt csupán számomra oly kedves két írását említem: *Emlékezés az ELTE TTK Elméleti Fizikai Tanszékének egykori tanáira* (*Fizikai Szemle*, 2007. 6. sz.) és *Lesz-e energiából tömeg, tömegből energia – avagy mit is fejez ki az $E = mc^2$ egyenlet?* (*Természet Világa*, 1980. 5. sz.).

Könyvei jelentek meg a hidrodinamika, a magnetohidrodinamika témaköréből, a *Nagy Tiborral* közösen írt *Elméleti fizika* több kiadást megélt. A *negyedik balmazállapot. Bevezető a plazmafizikába* című könyve a Gondolat Kiadó nívódíját érdemelte ki. E kiadónál jelent meg 1975 és 1982 között Abonyi Iván szerkesztésében a *Fizika évkönyv* sorozat, amelynek köteteiből modern kutatási témákról szerezhetett tudomást az olvasó. Széleskörű tudását a lexikonok kiadásánál is igénybe vették. Nagyobb összeállítókat készített szinte minden nagy- és kislexikonba, a

Természettudományitól a Magyar Larousse-ig bezárólag. 2008-ban és 2009-ben jelentek meg a Magyar Tudománytörténeti Intézet gondozásában a *Kiemelkedő fejezetek a 17–18. század fizikájából*, valamint a *Kiemelkedő fejezetek a 20. század fizikájából* című kötetei. Ezekon kívül számos fordítással is gazdagította a hazai könyvkiadást. Minden bizonnyal közülük szívéhez legközelebb állhatott *E. F. Taylor* és *J. A. Wheeler* nagyhatású könyve, a *Téridő-fizika* (Gondolat, 1974).

Abonyi Ivánt „a fizikai gondolkodás terjesztéséért” 1981-ben Prométheuszéremmel tüntette ki az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, 1999-ben megkapta a MÚOSZ Hevesi Endre-díját, 2010-ben pedig a *Természet Világa* leghűségesebb szerzőinek elismerésére alapított Szily Kálmán-emlékérmét vehette át.

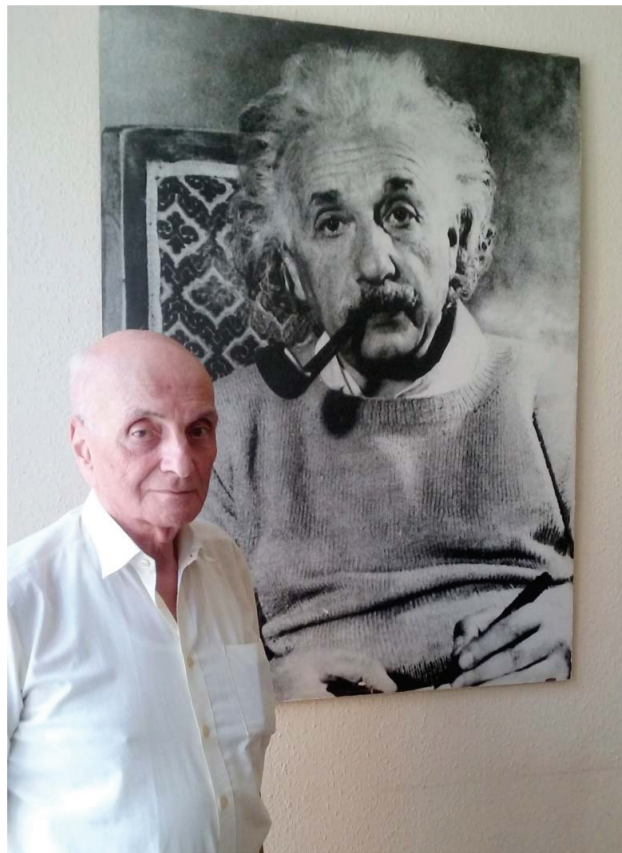
2017. június 29-én utolsó munkanapomat töltöttem a *Természet Világa* szerkesztőségében. Izzasztóan meleg nyári nap volt. Nyílt az ajtó, Abonyi Iván lépett be, szemmel láthatóan elcsigázva a hőségtől és az utolsó emeleti csigalépcső megmászásától. Leültettem, percekig egyikünk sem jutott szóhoz. A falra erősített nagyméretű képről Einstein nézett le ránk. Azután beszélgetni kezdtünk. Mint régen. Később arra kértem, álljon oda Einsteinhez, lefényképezném őket együtt, hadd vigyem magammal ezt emlékként.

A kép kissé homályosra sikerült. De örööm.

Isten éltesen kedves Iván!

Staar Gyula

Iván a *Természet Világa* szerkesztőségében 2017. június 29-én.



MESTERSÉGES HOLDAK ÉS AZ ÁLTALÁNOS RELATIVITÁSELMÉLET

Abonyi Iván

Eötvös Loránd Tudományegyetem Elméleti Fizikai Intézete

Az e hónapban 90. születésnapját ünneplő Abonyi Iván eddig 41 írással gazdagította folyóiratunkat. Első cikke 1959-ben, a 9. szám 273–277. oldalain jelent meg, ezen, ma is aktuális írása újraközlésével (és az akkori sajtóhibák kigyomlálásával) köszöntjük egyik legaktívabb szerzőnket.

1959-ben az általános relativitáselmélet az elméleti fizikának még meglehetősen marginális területe volt, kevesen foglalkoztak vele. Csak hat évvel később, a kozmikus háttérsugárzás felfedezésével került hirtelen – a kozmológiának köszönhetően – a kutatások középpontjába. Novobáczky Károly budapesti tanítványai azonban jól ismerték. Közöttük volt Abonyi Iván is, aki ebben a cikkben nagyon világosan foglalta össze az elmélet alapjait és azt is, hogy milyen következményekkel jár a műholdak mozgására nézve.

A GPS pontos működéséhez ma már az általános relativitáselmélet alapján figyelembe kell venni a műhold óráinál fellépő idődilatációt. Iván e cikke „Relativisztikus effektusok a mesterséges holdak mozgásában” fejezetének a) pontjában pont ezt a kérdést tárgyalja részletesen vöröseltolódás néven.

a szerkesztők

A mesterséges égitestekkel végzett kutatások eddigi sikerei a tudomány igen sok ágában teremtettek lehetőséget a természet eddig hozzáférhetetlen jelenségeinek vizsgálatára. Ezek a lehetőségek legtöbbször elvi szempontból is különböznek azoktól, amelyeket a tudomány eddig alkalmazott módszerei nyújtottak. Gondoljunk csak az égi mechanikára, s azonnal látjuk, hogy ebben a tudományban most végezzük csak megfigyeltük a már „kész” égitestek mozgását. A bolygómozgás leírása a gravitációs erőter tulajdonságainak ismeretére alapul. Ezért az égimechanika kijelentéseinek és a mesterséges égitestek mozgására vonatkozó tapasztalati anyag összehasonlítása jelentős mértékben viheti előre ismereteinket majd ezen a téren is. E kijelentés igazolására talán elegendő azt az egyetlen körülményt megemlíteni, hogy a mesterséges holdak segítségével sikerült eddig legpontosabban meghatározni a Föld alakját.¹

A tudományos közvélemény napjaink legpontosabb és legkövetkezetesebb gravitációelméletének az általános relativitáselméletet tekinti. Az általános relativitásel-

mélet gravitációra vonatkozó kijelentéseit szeretnénk röviden összefoglalni és azután ismertetni azokat az elgondolásokat, amelyek e kijelentések mesterséges égitestek vizsgálatával történő bizonyítására irányulnak.

Az általános relativitáselmélet és a gravitáció

Az általános relativitáselmélet a súlyos és a tehetetlen tömeg Eötvös Loránd által igen nagy pontossággal megállapított azonossága alapján a gravitációt geometriai alapon magyarázza. Az anyag gravitációs hatása abban nyilvánul meg, hogy az anyag – az atomi részecskék koncentrált tömeg és a sugárzások energiája egyaránt – a tér görbületét megváltoztatja. A szabad – tehát a régi beszédmód szerint kizárólagosan gravitációs hatásoknak alávetett – tömegpont mozgása a görbülettel rendelkező tér legrövidebb, úgynevezett geodetikus vonalain történik. A görbült teret a Riemann-geometria írja le. A tér – természetesen a geometriai tér és az idő együttese – jellemzésére, mint az a differenciálgeometriából ismeretes, azok a mennyiségek szolgálnak, amelyekkel két egymáshoz infinitezimálisan közelfekvő pont ds távolságának négyzetét, az ívelemnégyzetét

$$ds^2 = \sum_{i,k} dx^i dx^k \quad (i, k = 1, 2, 3, 4)$$

alakban fejezhetjük ki. A g_{ik} mennyiségeket a metrikus tenzor komponenseinek nevezzük, míg dx^i a használt koordináta-rendszerben a koordináták infinitezimális megváltozásai. A Riemann-geometriára jellemző, hogy ez a metrikus tenzor tartalmazza mindazt az információt, amit a tér szerkezetéről (például görbületéről) szerezhetünk. Mármint az elmélet alapvető fontosságú kijelentése szerint a tér görbületét a jelenlevő anyag és energia okozza, vagyis a görbületre jellemző G_{ik} függvény mindenütt megegyezik a térben jelenlevő anyag- és energiaeloszlásra jellemző T_{ik} függvénnyel, az energia-impulzus tenzonnal:

$$G_{ik} = T_{ik}.$$

Ezek az egyenletek – amelyek konkrét alakjának felírása messze vezetne céljainktól [1] – a gravitációs egyenletek. Adott anyageloszlást körülvevő tér szerkezetére jellemző g_{ik} tenzor ezekből az egyenletekből, mint parciális differenciálegyenletekből meghatározható. A mozgás, mint már említettük, a geodetikus vonalon történik, amelynek egyenlete:

$$\frac{d^2 x^i}{d\tau^2} + \Gamma_{kl}^i \frac{dx^k}{d\tau} \frac{dx^l}{d\tau} = 0,$$

¹D. G. King-Hele a Szputnyik II és a Vanguard I mesterséges holdak mozgásának megfigyeléséből a Föld lapultságára – a Föld egyenlítői és poláris sugarainak különbsége és az egyenlítői sugarhányadosára – az eddig elfogadott 1/298 helyett az 1/(298,20±0,03) értéket adta meg.

ahol $x^i = x^i(\tau)$ a világvonal koordinátái, mint a τ sajátidő függvényei, továbbá

$$\Gamma_{kl}^i = \frac{1}{2} g^{ir} \left(\frac{\partial g_{kr}}{\partial x^l} + \frac{\partial g_{lr}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^r} \right).$$

A gravitációs egyenletek közelítő megoldása azt mutatta, hogy az általános relativitáselmélet első közelítésben teljesen visszaadja a klasszikus newtoni elméletet. Az egyenletek pontosabb, esetleg egzakt megoldása olyan jelenségeket is megmagyarázhat, amelyek a klasszikus mechanika számára érthetetlenek voltak. Ha ezeknél a jelenségeknél az elmélet alapján számított és a kísérletileg mért adatok között jó egyezést találunk, akkor ezáltal egyszersmind az alapfeltevéseket is újabb érvekkel támogathatjuk.

Ezért igen fontos a Schwarzschild által 1916-ban talált egzakt megoldás, amely a gravitációs differenciálegyenleteknek az égi mechanika legfontosabb speciális esetére vonatkozó integrálja. Ezáltal Schwarzschild meghatározta egyetlen tömegpont esetében a tömegpont körül kialakuló gömbszimmetrikus térre jellemző metrikus tenzort. A megoldás segítségével az ívelemnégyzet

$$ds^2 = \frac{1}{1 - \frac{2m}{r}} (dr)^2 + r^2 (d\Theta)^2 + r^2 \sin^2 \Theta (d\varphi)^2 - \left(1 - \frac{2m}{r} \right) c^2 (dt)^2 \quad (1)$$

alakban írható fel, ahol $m = kM/c^2$, k a gravitációs állandó, M pedig a kérdéses test tömege.

Most pedig térjünk rá azokra a következtetésekre, amelyeket az (1) egyenletből levonhatunk. Ismerkedjünk meg az általános relativitáselmélet legfőbb bizonyítékaival: a bolygók perihéliumának eltolódásával, a fénysugar elgörbülésével és a színpvonalak gravitáció okozta vöröseltolódásával.²

A bolygók perihéliumeltolódása

Tegyük fel, hogy a vizsgált tömegpont – például a Nap – körül még egy égitest mozog, és ezen égitest tömege olyan kicsi, hogy jelentős mértékben már nem befolyásolja a Nap által kialakított viszonyokat. Akkor e második égitest mozgását a geodetikus mozgásegyenlet adja, amelybe a Schwarzschild-megoldásból kiolvasható g_{ik} értékeket kell helyettesítenünk. A számítás eredménye szerint a bolygó ellipszispályán kering a Nap körül, azonban az ellipszispálya nagytengelye minden keringéskor

$$\Delta \varphi = \frac{6 k M \pi}{a c^2 (1 - \varepsilon^2)} \text{ radián}$$

²E bizonyítékok részletesebb elemzése Marx György tanulmányában [2] található.

szögértékkel fordul el a körülhaladás irányában, ahol a az ellipszispálya fél nagytengelye, ε pedig az excentricitása. A Nap bolygóinál ezt a jelenséget perihéliumeltolódásnak, vagyis a pálya napközeli pontja eltolódásának nevezzük.

A Naprendszer bolygói közül különösen fontos ez a jelenség a Merkúr esetében, mert legjobban a Merkúr közelíti meg a Napot. Már a klasszikus mechanikában is lehetőség nyílt arra, hogy a bolygók egymásra gyakorolt zavaró hatását a perturbációszámítással figyelembe vegyék. Így a Merkúr megfigyelt perihéliumeltolódásából, az évszázadonkénti $574,1 \pm 0,4''$ -ből sikerült klasszikus okokra visszavezetni $531,5 \pm 1,0''$ -et. A számított és tapasztalati úton meghatározott értékek közti különbség ($43,4''$) sokkal nagyobb, mint a teljes érték hibája, és ezért ez kétségtelenül valamilyen új jelenségnek tulajdonítható. A relativitáselmélet alapján a Merkúr perihéliumeltolódása $43''$ évszázadonként. Ez tehát minden kétséget kizáróan a tapasztalattal igen jó egyezést mutat.

A perihéliumeltolódás elvben minden bolygónál fellép. Azonban észlelését megnehezíti, hogy a Naptól távolabb mozgó bolygóknál az effektus egyre kisebb lesz, és így esetleg kisebb is lehet, mint a szóban forgó bolygó teljes klasszikus perihéliumeltolódásának hibája. Különböző a csökkenő pályaeccentricitás is kedvezőtlenül befolyásolja a megfigyelhetőséget.

A fénysugar elgörbülése

Ismét a Schwarzschild-megoldás felhasználásával meghatározhatjuk, hogy milyen vonal mentén terjed a fény, miközben például a Nap közelében halad el. Minthogy a fénysebességgel végbemenő mozgásnak a zérus ívelem felel meg a négydimenziós térben, a fény pályagörbéjének differenciálegyenletét megkapjuk, ha a Schwarzschild-ívelemnégyzet kifejezését zérussal tesszük egyenlővé. A geodetikus mozgásegyenletek felhasználásával ebből kiadódik, hogy a pályagörbe két végtelen távoli pontjának iránya π -nél nagyobb szöget zár be, a többit:

$$\Delta \Phi = \frac{4m}{R} \text{ radián.}$$

(R a fénypálya és a tömegpont legkisebb távolsága.) Ha egyszerűség kedvéért olyan fénysugarat tekintünk, amely a napfelszín közvetlen közelében halad el, akkor R a Nap sugarával egyenlő. Ebben az esetben az elméletileg várható eltérés

$$\Delta \Phi_0 = 1,75''.$$

Szemléletes félklasszikus magyarázatot is adhatunk e jelenségekre. A fény elektromágneses hullámok formájában energiát hordoz, amelynek a tömegenergia egyenértékűség törvénye szerint tömege is van. Erre a tömegre a Nap gravitációs erőhatást fejt ki, és maga felé téríti el az egyenes pályájáról. Ily módon utólag a newtoni gravitációelmélet alapján is kiszámították egy tömegpont mellett elhaladó fény-

sugár pályáját, azonban az elgörbülésre így nyert eredmény fele akkorának adódott, mint a relativisztikus számítás alapján.

A kísérleti vizsgálat a következőképpen jár el. Megméri az állatöv két C_1 és C_2 csillagának szögtávolságát akkor, amikor nincs a két csillag között a Nap. Majd egy alkalmas napfogyatkozáskor megméri úgy is, hogy a Nap közöttük van. 1919 óta csaknem valamennyi napfogyatkozást felhasználtak a jelenség vizsgálatára. Az elmélet alapján várt értéknél körülbelül 25%-kal nagyobbat figyeltek meg, bár az is igaz, hogy a két adat különbségénél nagyobb mérési hibával. Ezen a téren lényeges javulást jelentett *van Biesbroeck* Szudánban végrehajtott méréssorozata [3], amelynek eredményeként az elgörbülés mértéke $1,70'' \pm 0,10''$.

A vöröseltolódás

A vöröseltolódás érdekes és paradox jelenség. Első pillanatra ugyan természetesnek tarthatjuk, hogy mondjuk a Nap vagy a Sirius felületén az intenzív gravitációs erőter az ott elhelyezett órák járását, nevezetesen a sugárzó atomokban az elektronok mozgását megváltoztatja. Valójában erről szó sincsen. A Nap felületén az atomok (gázatomok!) az időről időre bekövetkező ütközésektől eltekintve, teljesen szabadon esnek, a nehézségi erőter jelenlétéről egyáltalán nem vesznek tudomást. Ezért a fényt is természetes ütemben sugározzák. Az elmélet szerint hullamaik mégis a természetesnél ritkább ütemben érkeznek a Földre. Valami olyasmit kell tehát elfogadnunk, hogy „ugyanannyi idő alatt a Napon kevesebb idő telik el, mint a Földön”. A speciális relativitáselméletben már talákoztunk hasonló furcsasággal. Képzeljünk el például két Na-gőz lámpát, amelyek kezdetben egymás mellett nyugszanak. Frekvenciájuk természetesen azonos, például ν_0 . Ha az egyik eltávolodik, majd visszatér, frekvenciáját előbb kisebbnek, majd nagyobbak észleljük a természetesnél a visszatartott lámpa helyén (*Doppler-effektus*). Azt várnánk azonban, hogy az elindulás pillanatától a visszaérkezés pillanatáig kibocsátott összes hullámok száma a két lámpára nézve megegyezik, s így a változó frekvencia átlagértéke az egész utazásra vonatkoztatva a nyugvó lámpa helyén ugyancsak ν_0 . Valójában ez az átlagérték kisebb mint ν_0 : az utazás alatt a mozgó lámpa számára kevesebb idő telt el. A speciális relativitáselmélet *görbületlen* terében e paradox jelenség fellejtéhez az egyik fényforrásnak mozognia kell a másikhoz képest. Görbült térben akkor is létrejöhet ilyen eltolódás, ha a két sugárforrás egymáshoz képest nyugszik. Szemeljünk ki például a Nap felületén, az origótól r_N távolságban az N pontban egy olyan világító gázatomot, amelynek sebessége a Schwarzschild-féle koordináta-rendszerben éppen zérus. A sajátidőt, amely két egymásra következő hullám kibocsátása közt eltelik, jelölje $\Delta\tau_0$. Az ehhez tartozó koordináta-időtartamot (1) alapján a

$$-c^2 (\Delta\tau_0)^2 = \Delta s^2 = -c^2 \left(1 - \frac{2m}{r_N}\right) (\Delta t_0)^2$$

egyenlet adja meg:

$$\Delta t_0 = \frac{\Delta\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{2m}{r_N}}}. \quad (2)$$

Szemeljünk ki továbbá egy nyugvó F pontot a Naptól igen nagy, például r_F távolságban, s itt figyeljük meg a két hullám érkezését. A szóbanforgó gravitációs tér, illetőleg a Schwarzschild-féle koordináta-rendszer *stati-kus*, az időtengelynek nincs kitüntetett pontja. Ezért az a T időintervallum, amire a fénynek szüksége van, hogy az $r_F - r_N$ koordinátatávolságot megtegye, nem függ a fénykibocsátás időpontjától. Legyen ez az időpont a két hullámra nézve t_0 , illetve $t_0 + \Delta t_0$, akkor a megérkezés időpontja $t_0 + T$, illetve $t_0 + \Delta t_0 + T$, más szóval a koordináta-idő-különbség a két fényjel között az F pontban is Δt_0 . Ez a látszólag természetes eredmény csalóka, tartalma valójában éppen az, hogy a két fényjel az N és F pontok között a görbült téren áthaladva egymáshoz képest időbelileg eltolódik, a köztük levő „valóságos” (azaz saját) időbeli távolság megnő. Helyezzünk ugyanis az F pontba is egy sugárzó atomot. Ha ez a Napon levőnek másodpéldánya, akkor a két rezgése között eltelt sajátideje is ugyanakkora, tudniillik $\Delta\tau_0$.

A megfelelő Δt_0^F koordinátaidő-különbség (1) alapján, nyugvó atomról lévén szó, a

$$-c^2 (\Delta\tau_0)^2 = \Delta s_0^2 = -c^2 \left(1 - \frac{2m}{r_F}\right) (\Delta t_0^F)^2$$

egyenletből:

$$\Delta t_0^F = \frac{\Delta\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{2m}{r_F}}}. \quad (3)$$

Az N pontbeli atom hullamai tehát más ütemben, azaz más frekvenciával érkeznek az F pontba, mint amilyen ütemben az ott elhelyezett atom sugároz.

Az m/r_N , illetve az m/r_F -ben magasabb rendű tagok elhanyagolásával (2)-ből és (3)-ból:

$$\Delta t_0 = \Delta t_0^F \left(1 + m \left[\frac{1}{r_N} - \frac{1}{r_F} \right] \right).$$

Bevezetjük a

$$\varphi(r) = \frac{kM}{r} = c^2 \frac{m}{r} \quad (4)$$

gravitációs potenciált. Ezt behelyettesítve kapjuk:

$$\Delta t_0 = \Delta t_0^F \left(1 + \frac{1}{c^2} [\varphi(r_N) - \varphi(r_F)]\right), \quad (5)$$

vagy rezgésidők helyett frekvenciákkal kifejezve

$$\nu^F = \nu \left(1 + \frac{1}{c^2} [\varphi(r_N) - \varphi(r_F)] \right).$$

A relatív frekvenciaeltolódásra tehát

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\nu^F - \nu}{\nu} = \frac{1}{c^2} [\varphi(r_N) - \varphi(r_F)] \quad (6)$$

adódik. Látható, hogy például a Napon kibocsátott sugárzás színekpvonalai a földi eredetű sugárzások színekpvonalaival képest a kisebb frekvenciák, vagyis a vörös szín felé tolódnak el.

Ismételjük, a vöröseltolódás nem a „Napon” jön létre! Nem arról van szó, hogy a Napon levő atomra a gravitációs tér valamilyen módosítást fejt ki, hanem arról, hogy az atomból kiinduló fényjelek kezdetben párhuzamos, állandó időbeli távolságú világvonalai a görbült téridő-kontinuumban eltávolodnak egymástól olyasféléképpen, ahogy például egy közönséges földgömbön az egyenlítőből párhuzamosan kiinduló meridiánok távolsága sem marad állandó.

Természetesen a gravitáció okozta színekpvonaleltolódás kísérleti vizsgálata is folyik. Ezt igen megnehezíti, hogy a vizsgált égitestek felszíne nagyon heves mozgásban van, ezért a sugárzások színekpét a mindenféle mozgás miatt fellépő Doppler-jelenség meglehetősen bonyolulttá teszi. Nehéz objektív módon leválasztani e hatásokat. Mégis bizonyos jelek arra engednek következtetni, hogy ez a jelenség is létezik a természetben, azonban a számszerű egyezést a jelenlegi mérési eljárásokkal nem lehet megállapítani. Ezért döntő fontosságúnak ígérkezik minden olyan eljárás, ami lehetővé teszi e jelenség pontosabb vizsgálatát, annál is inkább, mert itt nem a gravitáció szemléletes eltérítő szerepéről, hanem a Riemann-tér „időbeli” görbületének következményéről van szó.

Az elmélet kísérleti bizonyításával kapcsolatos kérdések

Leszögezhetjük tehát, hogy az általános relativitáselmélet alapján várt jelenségek mindegyikét megtalálták a természetben. A három jelenségcsoport közül kettőben az elméleti és a kísérleti eredmények igen kielégítően megegyeznek. Ezen kívül az általános relativitáselmélet mellett szól az az egyáltalán nem jelentéktelen körülmény is, hogy mindhárom jelenséget egységes elvi alapon tárgyalja. Ez az egységes alap a tér és az idő, a négydimenziós világ Riemann-geometriája, amelyben a téridő görbületét az anyageloszlás határozza meg. A logikai egyszerűség – a kevés feltétel – természetesen matematikailag teszi bonyolulttá az elméletet.

A Riemann-geometriával leírható görbült téridő feltevését – az elmélet sikerei ellenére – nem mindenki fogadta el. Már 1922-ben napvilágot látott egy próbálkozás, amely a téridő görbülségének feltevése

nélkül kísérelte meg a gravitációelmélet és a speciális relativitáselmélet követelményeinek összehangolását. Igaz ugyan, hogy *A. N. Whitehead* angol matematikusnak ez az elmélete [5] az általános relativitáselmélet célkitűzéseinek csak egy részét valósította meg, sikerült a speciális relativitáselmélet szempontjából invariáns gravitációs törvényeket megadnia, azonban a mindenféle vonatkoztatási rendszertől független természettörvények megfogalmazásának problémáját nem oldotta meg. Érdekes körülményre mutatott rá *J. L. Synge* 1952-ben, amikor megállapította, hogy a Whitehead-féle Lorentz-invariáns gravitációelmélet a perihéliumeltolódásra és a fénysugár elgörbülésére igen jó közelítésben ugyanazt a képletet szolgáltatja, mint *Einstein* általános relativitáselmélete [6]. Az előbbi két kísérlet alapján tehát nem lehet dönteni a két elmélet között. Így nagyon fontossá válhatnak azon bizonyítékok, amelyek alapján a két elmélet között választani lehet. Mivel a Whitehead-féle elmélet – akkori tudásunk szerint – a vöröseltolódásról nem adott számot, egy ideig azt remélték, hogy éppen a vöröseltolódás pontosabb vizsgálata közben nyert eredmények fogják megmutatni, melyik elmélet tökéletesebb. Ma már *H. Nariai* és *Y. Ueno* vizsgálatai [7] nyomán világos, hogy a vöröseltolódás alapján sem lehet majd dönteni, ugyanis Whitehead elméletéből mindhárom jelenségcsoportra levezethetők az általános relativitáselmélet által megadott formulák. Mint kimutatják, statikus gravitációs erőterben nem találunk olyan jelenséget, amelynek alapján különbséget tehetnénk az elméletek között. Csak a kozmológiai vizsgálatok vezethetnek különböző kijelentésekre, s ezek tapasztalati ellenőrzése útján lehet döntést remélni.

Bár ezt a problémát a mesterséges holdakkal és bolygókkal végzett kutatómunka nem világíthatja meg, mégis sokat várunk ettől az új módszertől, mert a színekpvonalak eltolódásának és a bolygómozgás relativisztikus jelenségeinek pontosabb tapasztalati vizsgálatát jelentősen megkönnyítheti.

Relativisztikus effektusok a mesterséges holdak mozgásában

La Paz már 1954-ben rámutatott [8] arra, hogy a mesterséges holdakkal végzett kísérletek az általános relativitáselméletnek nemcsak a már meglevő kísérleti bizonyítékait tehetik pontosabbá, hanem új relativisztikus jelenségeket is felfedhetnek a bolygók mozgásában.

A Föld körül keringő mesterséges hold mozgásának leírása lényegében ugyanolyan probléma, mint amelyet a Naprendszer bolygóinak esetében már megoldotunk. Egyetlen különbség, hogy a vonzócentrum a Föld, s ugyanakkor a Nap gravitációs hatása még egyáltalán nem jelentéktelen. Ezen kívül a mesterséges hold mozgását még sok más körülmény is befolyásolja.

a) Tekintsük a Földet tökéletesen gömb alakúnak, és forgását pillanatnyilag ne vegyük figyelembe. Eb-

ben az esetben, mint La Paz kiszámította [8], egy mesterséges hold két óra keringési idejű pályájának perigeum (földközeli) pontja évente 8,54"-cel tolódik el.³ Az irodalomban nem találtunk arra utalást, hogy a mesterséges hold perigeumpontjának más perturbációkból származó előrevándorlását mekkora pontossággal lehet kiszámítani. E hibának ugyanis döntő szerepe van abban, hogy a relativisztikus perigeumeltolódást egyáltalán meg lehet-e figyelni. Meggyőződésünk szerint egészen más esettel állunk szemben itt, mint a Merkúrnál. A Merkúrnál a klaszikus perturbációkat pontosan, vagyis a relativisztikus effektus nagyságánál sokkal kisebb hibával lehetett kiszámítani. A Föld mesterséges holdjainak mozgását azonban sok, kellő pontossággal figyelembe nem vehető körülmény – elsősorban a Föld lapultsága, a Föld anyageloszlásának rendellenességei, a földsugár értékében a domborzati viszonyok következtében fellépő bizonytalanság stb. – befolyásolja. Ezért a perigeumeltolódás eredő értékét nem lehet olyan pontosan kiszámítani, hogy a hiba kisebb legyen, mint a kimutatni kívánt relativisztikus effektus. Ehhez a súlyos problémához képest jelentéktelennek látszik az az önmagában is fogas kérdés, hogy miként lehetne egy ekkora perigeumeltolódást pontosan mérni, hiszen a mesterséges holdak élettartama, s így a mozgás megfigyelésére rendelkezésünkre álló idő viszonylag rövid.

A mesterséges holdon elvben észlelhetnénk a fénysugár Föld gravitációs terében való elgörbülését. De ebben az esetben a fénysugár elgörbülése olyan kis méretű, hogy kísérleti vizsgálatára egyelőre gondolni sem lehet.

A gravitáció okozta színképvonal-eltolódás a Föld körül keringő mesterséges hold esetében a hold mozgása miatt fellépő Doppler-effektussal együtt jelenik meg.

A jelenség vizsgálatára spektroszkópiai módszereink nem alkalmasak. A mikrohullámú spektroszkópiában azonban ma már olyan pontos frekvenciaetalonok, speciális órák készíthetők, amelyekkel az e vizsgálatnál megkívánt pontosság az igen közeli jövőben elérhető. E speciális órákban, a *maserekben*, a kvarckristály rezgését az az elektromágneses sugárzás stabilizálja, amely egy üregrezonátoron átbocsátott ionizált NH₃-molekulák rekombinációjakor emittálódik. Két azonosan konstruált maser között a relatív frekvenciakülönbség 30 cm hullámhosszúságú mikrohullámoknál nagyságrendben 10⁻¹⁰-nél nem nagyobb. Ezért úgy látszik, hogy a frekvenciaeltolódás mérése a maserek segítségével lehetővé válik.

A jelenség mennyiségi viszonyaira vonatkozó megfontolás az álló órák esetére megadott gondolatmenethez hasonló (lásd F. Winterberg [9, 10] és S. F. Singer [11] cikkei).

Keringjen a mesterséges hold a $\Theta = \pi/2$ síkban, az $r = R + h$ sugarú körpályán, ω szögsebességgel. Legyen

a kvarckristály két egymásra következő rezgésének időpontja t_0 , illetve $t_0 + \Delta t_0$, a megfelelő azimutuszögek φ és $\varphi + \Delta\varphi_0 = \varphi + \omega\Delta t_0$. A sajátidőtartam (1) alapján

$$\begin{aligned} -c^2(\Delta\tau_0)^2 &= \Delta s_0^2 = \\ &= -c^2\left(1 - \frac{2m}{R+h}\right)(\Delta t_0)^2 + (R+h)^2(\Delta\varphi_0)^2. \end{aligned}$$

Ebből:

$$(\Delta t_0)^2 = \frac{(\Delta\tau_0)^2 + \left(\frac{R+h}{c}\right)^2(\Delta\varphi_0)^2}{1 - \frac{2m}{R+h}}. \quad (7)$$

Egyenletes körmozgásról lévén szó, a hullámoknak a holdról a földfelszínre érkezéséhez szükséges T koordinátaidő-tartama állandó. A Földön nyugvó megfigyelő számára tehát két olyan hullám megérkezésének koordinátaidő-különbsége, amelyek az éppen a megfigyelő felett elhaladó mesterséges holdról indultak ki, ugyancsak Δt_0 . A maser ugyanitt elhelyezett nyugvó másodpéldánya két rezgése között eltelt Δt_0^F koordinátaidő viszont (1) alapján a

$$-c^2(\Delta\tau_0)^2 = \Delta s_0^2 = -c^2\left(1 - \frac{2m}{R}\right)(\Delta t_0^F)^2$$

egyenletből:

$$\Delta t_0^F = \frac{\Delta\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{2m}{R}}}. \quad (8)$$

(8) segítségével kiküszöböljük a $\Delta\tau_0$ -t (7)-ből:

$$\frac{\left(1 - \frac{2m}{R}\right)(\Delta t_0^F)^2 + \left(\frac{R+h}{c}\right)^2(\Delta\varphi_0)^2}{1 - \frac{2m}{R+h}} = (\Delta t_0)^2.$$

m/r szerint történő binomiális sorfejtéssel és a magasabb rendű tagok elhanyagolásával:

$$\left(1 - \frac{m}{R}\right)\left[\left(1 + \frac{m}{R+h}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{R+h}{c}\right)^2\omega^2\right] = \frac{\Delta t_0}{\Delta t_0^F}.$$

A szögsebesség számértékét jó közelítéssel megadja a mesterséges hold Newton-féle mozgásegyenlete a radiális erőkomponensre:

$$(R+h)\omega^2 = \frac{kM}{(R+h)^2},$$

tehát

$$(R+h)^2\omega^2 = \frac{kM}{R+h} = \frac{c^2 m}{R+h}.$$

³A kétórás ellipszispálya fél nagytengelye 8060 km hosszú, tehát a földfelszíntől mért maximális magasság 1690 km.

Végül bevezetjük a δ relatív eltérést a következő definícióval:

$$\delta = \frac{\Delta t_0 - \Delta t_0^F}{\Delta t_0^F}.$$

Behelyettesítve:

$$\delta = \frac{m}{R} \left(\frac{3}{2} \frac{1}{1 + \frac{h}{R}} - 1 \right).$$

A szám adatok beírása után megkapjuk a relatív eltérést a Földön nyugvó és a mesterséges holddal együtt mozgó órák között:

$$\delta \cong 7 \cdot 10^{-10} \left(\frac{3}{2} \frac{1}{1 + x} - 1 \right),$$

ahol $x = h/R$ a hold tengerszint feletti magassága föld-sugáregységekben. Az eredő effektusban pozitív δ vöröseltolódásnak, negatív δ pedig ibolyaeltolódásnak felel meg. Az eltérés $h = 2R$ -nél zérusnak adódik. Itt a két effektus kompenzálja egymást.

b) A Föld lapultságának hatása. A Föld lapultsága, mint már említettük, nagymértékben befolyásolja a mesterséges hold mozgását. *F. Winterberg* [9] és *B. Hoffmann* [16] adatai szerint az egyenlítő síkjában kétórás pályán keringő hold perigeumeltolódása a lapultság miatt körülfordulásonként $0,294^\circ$. Ebből az egyetlen effektusból már egy körülfordulás alatt is közel százszor akkora eltolódás származik, mint a relativisztikus eltolódás évente. Ez is alátámasztja azt a megállapításunkat, hogy az a)-ban említett perigeumeltolódás észlelésének elvi akadályai vannak.

c) A Föld forgásának hatása. *H. Thirring* [13] és *J. Lense* [14] 1918-ban kiszámították, hogy egy bolygó pályája milyen természetű és mekkora perturbációnak van kitéve, ha a vonzócentrum forog. Azt találták, hogy a szokásos gravitációs erő mellett a Coriolis-erő-

höz és a centrifugális erőhöz hasonló járulékok is fellépnek abban a rendszerben, amelyik a csillagokhoz képest nyugszik és amelyben a tömeg forog. Ez a perturbáció a Jupiter holdjainál igen jelentéktelen, gyakorlatilag megfigyelhetetlen. Mint *W. L. Ginzburg* [15] kimutatta, valamivel jobb a helyzet a Föld mesterséges holdjainak esetében. A számítások szerint a kétórás pályán a Föld forgásából eredő perigeumeltolódás évente $0,13''$.

Ezen – Föld forgásából származó – relativisztikus perigeumeltolódás kísérleti vizsgálatára ugyanaz vonatkozik, mint az egyszerű perigeumeltolódás esetére. Ez a sokkal kisebb effektus még inkább elvész az egyéb okokból eredő eltolódás hibájába, ezért észlelése nem lehetséges.

Látjuk tehát, hogy a relativisztikus effektusok kísérleti vizsgálata a mesterséges holdaknál általában megkerülhetetlen nehézségekbe ütközik. Csak egy jelenség, a Doppler-effektussal kombinált gravitációs színképvonal-eltolódás vizsgálata kecsegtet reményekkel. Ezt az egy lehetőséget a technika mai színvonalán már-már módunkban van kihasználni. Kíváncsian várjuk, hogy milyen eredmények születnek ezen effektus kísérleti vizsgálatában.

Irodalom

1. Novobátzky Károly: *A relativitás elmélete*. Tankönyvkiadó, Budapest, 1961.
2. Marx György, *Fizikai Szemle* 4 (1954) 84.
3. G. van Biesbroeck, *Astronomical Journal* 58 (1953) 87.
4. A. Papapetrou, *Annalen der Physik* 17 (1956) 214.
5. A. N. Whitehead: *The Principle of Relativity*. Cambridge, 1922.
6. J. L. Synge, *Proc. Roy. Soc. (A)* 211 (1952) 303.
7. H. Nariai, Y. Ueno, *Progr. Theor. Phys.* 20 (1958) 703.
8. L. LaPaz, *Publ. Astron. Soc. Pacific*. 66 (1954) 13.
9. F. Winterberg, *Astronautica Acta* 2 (1956) 25.
10. F. Winterberg, *Il Nuovo Cimento X/8* (1958) 17.
11. S. F. Singer, *Phys. Rev.* 104 (1956) 11.
12. C. Möller, *Il Nuovo Cimento, Suppl.* X/6 (1957) 381.
13. H. Thirring, *Physikalische Zeitschrift* 19 (1918) 33.
14. H. Thirring, J. Lense, *Physikalische Zeitschrift* 19 (1918) 156.
15. W. L. Ginzburg, *Fortschritte der Physik* 5 (1957) 16.
16. B. Hoffmann, *Phys. Rev.* 106 (1957) 358.

SZÁMÍTUNK RÁD, LÉGY A FIZIKA BARÁTJA!



**Támogasd jövedelemadód
EGY százalékaival
az Eötvös Loránd Fizikai Társulatot!**
Adószámunk: 19815644-2-43

A CP-SÉRTÉS NAGYSÁGA A LEPTONSZEKTORBAN

Radics Bálint – Institute for Particle Physics and Astrophysics, ETH, Zürich
Trócsányi Zoltán – Eötvös Loránd Tudományegyetem

CP-sértés és invariáns mérték

Több cikk is foglalkozott már e folyóirat hasábjain a diszkrét C-, P- és T-szimmetriák lényeges szerepével az elemi részecskék kölcsönhatásait tárgyaló részecskefizikai standard modellben (például [1, 2]). A C a töltés előjelének megváltoztatását, a P a tér tükrözését, a T pedig az időtükrözést jelöli. Az egyesített CPT-szimmetria létét a természetben már eddig is nagy pontossággal sikerült igazolni [3]. Ugyanakkor a természet nagy rejtélye, hogy miért maradt az Ősrobbanást követő tágulás során csak anyag a Világegyetemben, tehát mi sértette meg a kezdeti barion-antibarion szimmetriát, aminek kísérleti bizonyítéka saját létezésünk.

A barion-antibarion szimmetria sérülése megmagyarázható lehet a CP-szimmetria sérülésével, amit a kvarkok között kísérlettel is sikerült igazolni [2]. Azonban a kvarkszektorban a szimmetria sérülése túlságosan kicsi ahhoz, hogy megmagyarázza a barionszimmetriát [4]. Ezért is óriási jelentőséggel bír, hogy a közelmúltban a Japánban a T2K-kísérletben elsőként sikerült a CP-sértést megfigyelni a lepton-szektorban, amiről a *Fizikai Szemle* hasábjain is olvashattunk [5]. A T2K-kísérlet egyelőre 3σ megbízhatósági szinten zárja ki a CP-szimmetriát a $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, illetve a CP-transzformált $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ folyamatok esetén. Az adatok alapján a sérülés nagyságának legvalószínűbb értéke közel esik a lehetséges legnagyobb értékhez.

Az eredmények értelmezésekor fontos rögzíteni, hogy a neutrínók tömeg-, illetve ízbázisa közötti

transzformációt leíró PMNS-mátrixot egy előnyösen, de önkényesen választott parametrizáció szerint szoktuk megadni. A PMNS-mátrix többnyire három forgatási mátrix szorzatából áll, amelyek függetlenül hatnak az egyes íz-, illetve tömegalterekben. Az *általánosan használt parametrizálás esetén* a sérülés nagyságát a Dirac-fázisnak nevezett δ_{CP} komplex fázisszög jellemzi, amelyet önkényesen a legkisebb és a legnagyobb tömegű neutrínó alteréhez kötünk. Emiatt az önkényes választás miatt az eredmények és a közölt konfidenciaintervallumok függhetnek a PMNS-mátrix parametrizációjától.

Felmerül tehát a kérdés, lehet-e parametrizációtól függetlenül jellemezni a CP-sértés nagyságát. Továbbá, van-e az invariáns mértékre valamilyen felső határ? Illetve, hogyan viszonyul a CP-sértés a lepton-szektorban a kvarkoknál mért értékhez képest? Érdemes figyelembe venni a kísérleti eredmények értelmezésénél, hogy a becsült paraméterre kapott konfidenciaintervallum tartománya széles, és a kísérletek érzékenysége változhat a vizsgált paraméter függvényében. *Cecilia Jarlskog* megmutatta [6], hogy a CP-sértésnek létezik parametrizációtól független mértéke is. Az ő tiszteletére ezt a mértéket *Jarlskog-invariánsnak* nevezik. A továbbiakban a Jarlskog-invariáns tükrében vizsgáljuk meg a kapott mérési eredményeket.

Tömegek és a CP-sértés

A részecskefizikai standard modellben [7] a fermionok tömege a köztük és a BEH-mező¹ közötti *Yukawa-kölcsönhatás* eredménye. A gyenge kölcsönhatást azonban az ízbázisban írjuk le, és a tömeg-, illetve az ízbázisok nem feltétlenül esnek egybe (ami a keveredés jelenségéhez vezet). Ezért a 3 család és a BEH-mező közötti kölcsönhatás csatolásait egy 3×3 -as, általában nem-diagonális, komplex elemű Y mátrixszal adhatjuk meg. A BEH-mechanizmus során a vákuumban a BEH-mező által felvett

$$\langle \phi \rangle = \left(0, \frac{v}{\sqrt{2}} \right)$$

várható érték miatt a tömegtagok együtthatóit a Dirac-tömegmátrixnak nevezett

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}} v Y$$

¹Rövidítés *Robert Brout*, *François Englert* és *Peter Higgs*, a mező létezését felvető fizikusok nevéből.



Radics Bálint az ETH Zürich kutatója. Kutatási területe a részecskefizikai standard modellen túli jelenségek tanulmányozása neutrínóoszillációkban, antianyagot létrehozó, illetve sötét anyagot direkt és indirekt módon kereső kísérletekben.



Trócsányi Zoltán fizikus, az MTA rendes tagja, az ELTE Elméleti Fizika Tanszék egyetemi tanára, az erős kölcsönhatás elméletének nemzetközileg elismert kutatója. *Demény András*sal társszerzője a *Fizika 1.* egyetemi tankönyv Mechanika részének, *Horváth Dezső*vel pedig a *Bevezetés az elemi részecskéjába* című, 2019-ben angolul is megjelent tankönyvnek. Emellett ismeretterjesztő előadások és művek rendszeres szerzője. Tudományos közleményeire százezernél több független hivatkozást kapott.

adja, amelyet bal-, illetve jobbkezes fermionok szoroznak. Például az $SU(2)$ fermiondublettek alsó 3 komponense esetében

$$\sum_{i,j} \bar{d}_L^i M_{ij} d_R^j.$$

A jobb- és balkezes fermionok ízbázisát megfelelő U_L és U_R unitér ($U^\dagger U = \mathbb{I}$) transzformációkkal a tömegbázisba tudjuk transzformálni,

$$\bar{d}_L M d_R = \bar{d}_L U_L^\dagger U_L M U_R^\dagger U_R d_R = \bar{d}_L' U_L M U_R^\dagger d_R',$$

amelyen a tömegmátrix diagonális lesz:

$$U_L M U_R^\dagger = \text{diag}(m_1, m_2, m_3).$$

Az m_1 , m_2 és m_3 paraméterek az egyes családokon belüli $SU(2)$ dublettek alsó vagy felső tagjainak tömegei. Az alsó (d) és a felső (u) tagokra külön kell kikeverni a tömegtagokat, ezért két tömegmátrixot kapunk, M -et és M' -t, amelyeket külön unitér transzformációkkal kell diagonalizálnunk, tehát

$$U_L' M' U_R'^\dagger = D' = \text{diag}(m_1^u, m_2^u, m_3^u)$$

és

$$U_L M U_R^\dagger = D = \text{diag}(m_1^d, m_2^d, m_3^d).$$

Kvarkok esetén a dublettek felső komponensei az u -, c -, t -kvarkok, az alsó komponensek pedig a d -, s -, b -kvarkok. A leptonok esetén az előbbieket a neutrínók, az utóbbiak pedig a töltött leptonok. Bár a standard modellben a neutrínóknak nincs tömegük, ahhoz, hogy tömegtagokat alkothassunk, jobbkezes neutrínók is szükségesek. Ugyan kísérletileg eddig csak balkezes neutrínókat találtak, de ettől függetlenül tudjuk, hogy a neutrínóknak van tömegük, ezért a várakozások szerint a helyes standard modellen túli elméletben ezek a tagok is számítanak.

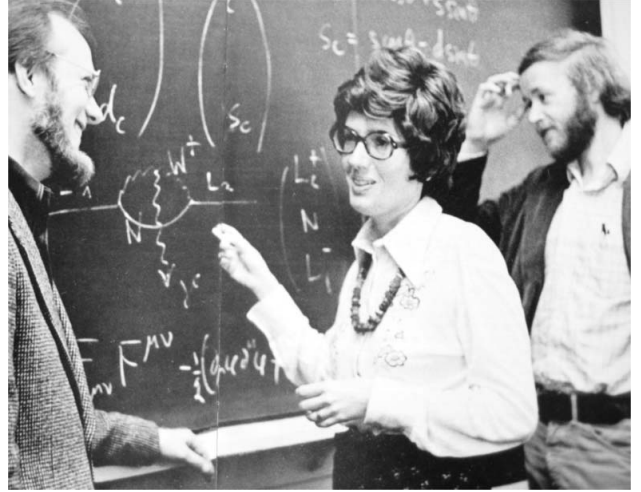
A kísérletileg megfigyelhető gyenge töltöttáram-kölcsönhatásokban, például a leptonoknál a

$$j_{W,L}^\mu = 2 \bar{\nu}_L U^\dagger \gamma^\mu \ell_L$$

áramban a kétféle transzformációs mátrix

$$U = U_L'^\dagger U_L$$

szorzata jelenik meg, amely maga a PMNS keveredési mátrix (a kvarkok esetén pedig a CKM-mátrix). Itt kapcsolódik a történethez Jarlskog, aki felvetette, hogy vajon az M és M' tömegmátrixokat hogyan lehetne a PMNS-mátrix parametrizációjától függetlenül módon megismerni. Az U mátrix elemeit szórás kísérletekből megmérhetjük, de a tömegmátrixokat egyelőre nem tudjuk közvetlenül meghatározni. Egy lehetséges megközelítés megvizsgálni, hogy vajon diagonalizálható-e egyszerre a két mátrix, amit matematikailag úgy ellenőrizhetünk, hogy kiszámítjuk a



Cecilia Jarlskog kollégáival a Nordic Institute of Theoretical Physics-ben az 1980-as évek elején (fotó: NORDITA).

felcserélési relációjukat. Jarlskog a következő összefüggést találta:

$$[M, M'] = iC, \quad (1)$$

$$C = -i U_L^\dagger [D, U D' U^\dagger] U_L.$$

Belátható, hogy a C mátrix determinánsa akkor és csak akkor tűnik el, ha nincsen CP-sértés. A C mátrix determinánsa

$$\det C = -2 F F' J,$$

ahol

$$F = \frac{(m_3^u - m_2^u)(m_3^u - m_1^u)(m_2^u - m_1^u)}{m_3^{u3}},$$

$$F' = \frac{(m_3^d - m_2^d)(m_3^d - m_1^d)(m_2^d - m_1^d)}{m_3^{d3}}, \quad (2)$$

$$J = \text{Im}(U_{11} U_{22} U_{12}^* U_{21}^*).$$

Jarlskog a levezetésében a három család fermionjainak tömegeit a legnehezebb tag tömege szerint normálta, tehát

$$U_L M U_R^\dagger = \text{diag}\left(\frac{m_1}{m_3}, \frac{m_2}{m_3}, 1\right).$$

A J változót *Jarlskog-invariánsnak* hívjuk, és belátható, hogy *független az U keveredési mátrix parametrizációjától*. Megfigyelhető, hogy ha $J = 0$, akkor a C mátrix determinánsa nullává válik (a tömegekről tudjuk, hogy különbözők). De a J invariáns mennyiség csupán a keveredési mátrix képzetes elemeiből adódhat a fentiek szerint, vagyis a CP-sértést adó komplex δ_{CP} Dirac-fázisból. Emiatt a részecskefizikában a CP-sértés jelensége szorosan kötődik a tömegek, a tömegmátrixok kérdéséhez is. Ma úgy tűnik,

hogy mind a kvark- és a leptonszektorban megtalálható (bár különböző mértékben) a CP-sértés. Továbbá mindkét szektorban a részecskék tömegei különbözők, és nagyfokú hierarchiát mutatnak. Talán ez tükröződik vissza a CKM-, illetve a PMNS-mátrixok elemeinek relatív nagyságában is.

Itt érdemes megemlíteni, hogy ma a CP-sértés a kvark- és leptonszektorokban elkülönültni látszik. Azonban kísérletileg még meg nem erősített egyesített modell(ek)ben a jelenleg feltételezett

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

szimmetriacsoport csupán alacsony energián lenne érvényes. Magasabb energiákon ez a szimmetria be lenne ágyazva egy nagyobb szimmetriacsoportba, ahol a leptonok és a kvarkok valamilyen fundamentális reprezentációt, multiplettet alkotnának együtt, és így egymásba is alakulhatnának szóródásaik során. Az ebben a nagyobb elméletben együtt jelen levő, egymásba alakuló részecskék feltehetően eltérő CP-sértési fázisai miatt automatikusan generálódhatna valamilyen mértékben a mai Univerzumban tapasztalt barionaszimmetria.

Trimaximális paraméterek

A fent kapott J Jarlskog-invariáns segítségével immár parametrizációtól függetlenül vizsgálhatjuk a CP-sértés nagyságát. Ennek a szemléltetésére alkalmas, ha kiszámoljuk mekkora lenne J lehetséges legnagyobb értéke, és ezt összehasonlítjuk a T2K-kísérlet által mért, illetve a kvarkoknál ismert CP-sértés megfelelő értékével. A megengedett legnagyobb érték úgy adódik, ha egyszerűen megengedjük, hogy az összes keveredési és komplex paraméter a legnagyobb értéket vegye fel az U mátrixban, figyelembe véve, hogy a mátrix unitér. Ezt bármilyen parametrizációban kifejezhetjük, ugyanis a kapott Jarlskog-invariáns független lesz a parametrizációtól. A lehetséges legnagyobb értékek az úgynevezett *trimaximális* U mátrixban a következők:

$$U = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \mp \frac{i}{\sqrt{3}} \\ -\frac{1}{2} \mp \frac{i}{2\sqrt{3}} & \frac{1}{2} \mp \frac{i}{2\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \\ \frac{1}{2} \mp \frac{i}{2\sqrt{3}} & -\frac{1}{2} \mp \frac{i}{2\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Az invariáns maximális értékére a következőt kapjuk

$$|J_{\max}| = \frac{1}{6\sqrt{3}} \cong 0,096. \quad (4)$$

A keveredési mátrixot a megszokott parametrizációban véve a J invariáns kifejezhető a ϑ_{ij} keveredési szögekkel és a Dirac-fázissal:

$$J = c_{12} s_{12} c_{23} s_{23} c_{13}^2 s_{13} \sin \delta_{\text{CP}}, \quad (5)$$

ahol $c_{ij} \equiv \cos \vartheta_{ij}$, $s_{ij} \equiv \sin \vartheta_{ij}$. Mielőtt a kísérletben kapott értéket kiszámolnánk, érdemes meghagyni a δ_{CP} értéket maximálisnak ($|\sin \delta_{\text{CP}}| = 1$), és a *Particle Data Group* (PDG) [8] által eddig közölt keveredési szögek értékeit behelyettesíteni a PMNS-mátrix elemeibe. Ezzel megkapjuk, hogy mekkora legnagyobb CP-sértést kaphatnánk a leptonszektorban a már ismert keveredési szögekre vonatkozó értékeket figyelembe véve, vagyis mekkora felső határt adnak a már ismert keveredési szögek. A PDG-ből a megfelelő jelenlegi legvalószínűbb – $\sin^2 \vartheta_{12} = 0,307 \pm 0,013$, $\sin^2 \vartheta_{23} = 0,545 \pm 0,021$, $\sin^2 \vartheta_{13} = 0,022 \pm 0,0007$ – értékeket behelyettesítve a kapott invariáns értéke

$$|J_{\max}^{\text{L, exp}}| \cong 0,0331 \pm 0,0007. \quad (6)$$

Látjuk, hogy ugyan a trimaximális értéknek legfeljebb csak harmada lehet a kísérletek által megengedett legnagyobb CP-sértés, azonban *ugyanabban a nagyságrendben található*. A PDG szerint a töltött leptonokéhoz hasonló *normál tömeghierarchiára* az eddigi kísérletekben kapott Dirac-fázis legvalószínűbb értéke $\delta_{\text{CP}} = -115^\circ \pm 30^\circ$ volt, amelyet behelyettesítve az invariáns CP-sértés értékére a leptonszektorban $J^{\text{L, exp}} \cong -0,026 \pm 0,008$ -et kapunk. Érdemes ezt az értéket összehasonlítani a kvarkszektorban mért értékkel. A PDG 2020-as kiadványa alapján a kvarkoknál becsült $J^{\text{Q, exp}} \cong (3,00 \pm 0,15) \cdot 10^{-5}$ érték sokkal kisebb, mint ami a leptonszektorban sejlik. Ezek alapján kijelenthető, hogy a leptonok esetén a CP-sértés valóban sokkal jelentősebb lehet a kvarkokhoz képest, és a jelenlegi adatok szerint elérheti a fizikailag még lehetséges legnagyobb értéket, ami azt sugallja, hogy a leptonszektorban elegendően nagy CP-sértés lehet az ismert barionaszimmetria megmagyarázásához.

Amennyiben más kísérletek is megerősítik a közeljövőben a CP-szimmetria sérülésének ilyen nagy mértékét, az új irányt jelenthet a kozmológiai modellek számára is. Nem véletlenül sorolta a *Nature* folyóirat a 2020. év legfontosabb tíz felfedezése közé a CP-szimmetria sérülésének megfigyelését a leptonok között [9].

Irodalom

1. Horváth Dezső: Szimmetriák és sértésük a részecskék világában – a paritásértés 50 éve. *Fizikai Szemle* 57/2 (2007) 47.
2. Trócsányi Zoltán: Az eltűnt szimmetria nyomában – a 2008. évi fizikai Nobel-díj. *Fizikai Szemle* 58/12 (2008) 417.
3. Horváth Dezső: Antianyag-vizsgálatok a CERN-ben. *Fizikai Szemle* 54/3 (2004) 90.
4. C. Giunti, Chung W. Kim: *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford University Press (2007).
5. Radics Bálint: A CP-szimmetriasértés kísérleti megfigyelése neutrínó-ízoscillációkban. *Fizikai Szemle* 70/7–8 (2020) 245.
6. C. Jarlskog: Commutator of the Quark Mass Matrices in the Standard Electroweak Model and a Measure of Maximal CP Nonconservation. *Phys. Rev. Lett.* 55 (1985) 1039.
7. Horváth Dezső: A részecskefizika anyagelmélete: a standard modell. *Fizikai Szemle* 58/8 (2008) 246.
8. <https://pdg.lbl.gov>
9. <https://www.nature.com/articles/d41586-020-03514-8>

SÉTA A HIGGS-BOZON KÖRÜL: AZ ADATELEMZÉS REJTELMEI – 2. rész: a Higgs-bozon megfigyelése

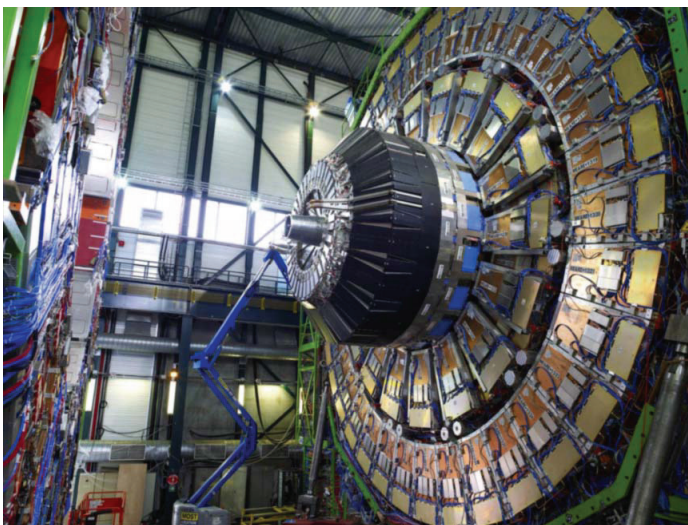
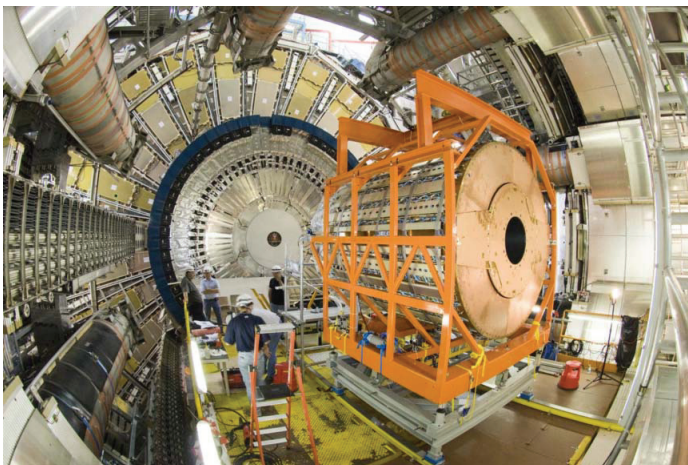
Horváth Dezső
Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest

Cikkem első részében érzékeltettem a nagyenergiás fizika laza hozzáállását a matematikai statisztika fogalmaihoz, viszont a statisztikus módszerek annál szigorúbb alkalmazását a mérések értékelésében, valamint összefoglaltam a Higgs-bozon keresésének és meg nem találásának eredményeit a CERN LEP elektron-pozitron ütköztetőjénél. E második részben már a Higgs-bozon megfigyeléséről és tanulmányozásáról lesz szó, ahogyan azt a CERN Nagy Hadronütköztetőjénél, az LHC-nál végeztük.

LHC, ATLAS és CMS

A Nagy Hadronütköztető, az LHC 2009-ben indult el és 2010-től óriási adatmennyiséget szolgáltatott. 2011 végére már a Higgs-bozon lehetséges tömegét a két-két nagy Tevatron- és LHC-kísérlet beszorította 114 és 127 GeV közé a szokásos 95%-os megbízhatósággal. Ez egyébként a megfigyelés szempontjából meglehetősen kellemetlen tömegkörnyék (lásd az első rész 4. ábráját), hiszen ott még a $H \rightarrow b\bar{b}$ bomlás dominál, amelyet az óriási hadronhátter miatt hadronütköztetőnél igen nehéz megfigyelni. Elméleti számítások két igen kis hozamú bomlási csatornát mutattak ígéretesnek, a Higgs-bozon két fotonra és négy töltött leptonra történő bomlását. Az ATLAS- és CMS-kísérlet detektorait ezek észlelésére optimalizálták, és valóban, 2012 júliusára azokon sikerült is kimutatni.

Az LHC érdekessége, hogy amíg a négy LEP-kísérlet meglehetősen hasonló felépítésű volt tökéletesen azonos célokkal, az LHC kísérletei igencsak különböznek egymástól. Az ALICE-



7. ábra. A két nagy LHC-detektor szétszedve, szerelés alatt. Fölül az ATLAS-kísérlet belső detektora, körülötte az óriási toroidmágnes csöveivel, alul a CMS-detektor lezáró része (végdugója).

Szeretném köszönetemet kifejezni a leírt kutatásokban részt vett több ezer kollégának a közös munkáért, a CERN-nek és az NKFIH-nak (számos jogelődjével együtt) tevékenységünk anyagi támogatásáért, valamint Pásztor Gabriellának és Trócsányi Zoltánnak kéziratom gondos elolvasásáért és rengeteg javító javaslatukért.



Horváth Dezső Széchenyi-díjas kísérleti részecskefizikus. 1970-ben végzett az ELTE-n, vizsgálatait Dubnában és Leningrádban kezdte, a kanadai TRIUMF-ban, az amerikai BNL-ben, a svájci Paul-Scherrer Intézetben, az olasz INFN-ben, majd a CERN-ben folytatta. Budapest–Debrecen kutatócsoportokat szervezett CERN-kísérletekre. 2006 óta koordinálja a magyar fizikatanárok részecskefizikai oktatását a CERN-ben. Emeritus professzor, magántanárként részecskefizikát oktat a Debreceni Egyetemen.

kísérlet a nehézionfizikára, az LHCb pedig a b-kvark és az antirészecskék fizikájára koncentrált. Az ATLAS-nak és a CMS-nek azonosak a céljai (Higgs-bozon, a standard modell ellenőrzése és az azon túli fizika keresése), de azt rendkívül különböző mérőberendezéssel érik el. Ez már a felépítésükből is nyilvánvaló (7. ábra), és alapvető tulajdonságaikat az 1. táblázatban foglaljuk össze. Ez a különbözőség csak megerősíti hasonló eredményeik megbízhatóságát.

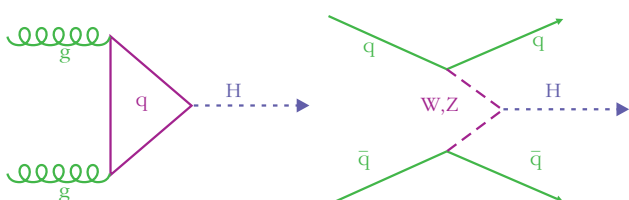
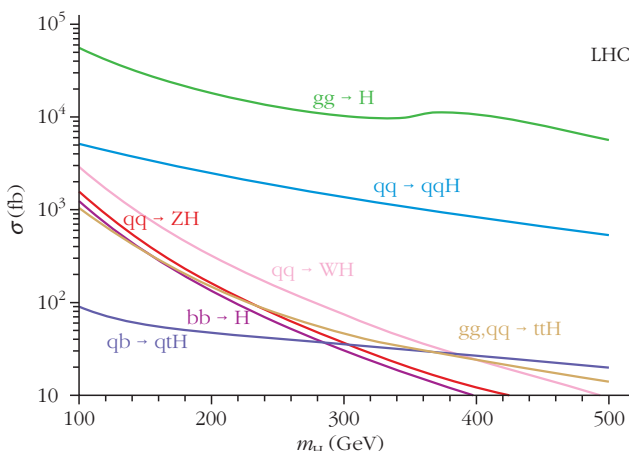
Amikor komolyan működésbe lépett az LHC, a Fermilab Tevatronját azonnal leállították: az LHC ugyanis egy nagyságrenddel nagyobb ütközési intenzitást szolgáltatott, ráadásul sokkal magasabb energián. Fermilabos kollégáink nem estek emiatt kétségbe, hiszen addigra már csaknem mind az

1. táblázat		
Az ATLAS és a CMS észlelőrendszereinek összehasonlítása		
detektor	ATLAS	CMS
felépítés	jórészt innovatív	inkább hagyományos
mágnes és tere	toroid + <i>kis(?)</i> 2 T szolenoid	nagy 3,8 T szolenoid
nyomkövető	félvezető + TRD	félvezető
e-m. kal.-m.	LAr + acél + Pb	PbWO ₄ szcintillátor
hadron kal.-m.	acél + szcint. lapok	s.-réz + szcint. lapok
előreszórt hadron-kal.-m.	LAr + Cu és W	acél + kvarc Cserenkov
műonészlelés	4-féle kamra	3-féle kamra
méret	Ø 25 m × 46 m (23 000 m ³)	Ø 15 m × 21,6 m (3800 m ³)
trigger	3 → 2-szintű	2-szintű
súly	7000 t	14 000 t
kutató résztvevő	3000	2300

TRD: átmeneti-sugárzási detektor, e-m.: elektromágneses, kal.-m: kaloriméter, LAr: folyékony argon. Az ATLAS térfogata hatszorosa, súlya fele a CMS-ének.

LHC-nál dolgozott. Az USA a legnagyobb létszámmal résztvevő ország az LHC-kísérletekben, az ATLAS kutatóinak 20%-a, a CMS 30%-a az USA hét nemzeti laboratóriumából és 94 egyeteméről vesz részt. Tanulságos tény ugyanakkor, hogy azoknak csak mintegy fele amerikai állampolgár, hiszen más nemzetek ifjú fizikusai boldogan dolgoznak doktoranduszként vagy posztdokként a CERN-ben amerikai egyetemek képviselőjében.

8. ábra. A Higgs-bozon számított keltési hatáskeresztmetszete proton-proton ütközésben a Higgs-bozon feltételezett tömegének függvényében. Az ATLAS és a CMS kezdetben a két legnagyobb valószínűségű reakcióra összpontosított: a leggyakoribb gluon-fúzióra (folyamatábrája alul balra), és a második vektorbozon-fúzióra (alul jobbra). Azóta már valamennyi reakciót megvizsgáltak.



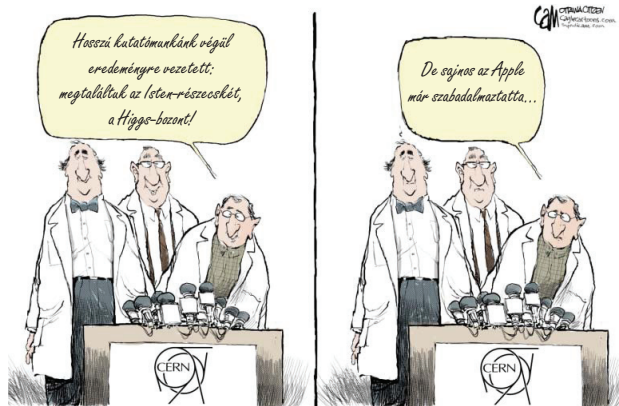
Írtózatosan sokat segített a korábban is hadronütköztetőnél dolgozó fizikusok csatlakozása a főként LEP-en edződött CERN-esekhez. Tekintettel arra, hogy a Higgs-bozon keletkezése hadronütköztetőnél elsősorban nem a kvarkok, hanem a nukleont összetartó gluonok kölcsönhatásában várható (8. ábra), nem jelentett hátrányt, hogy a protont antiprotonnal ütköztető Tevatronnal ellentétben az LHC mindkét irányban protonokat keringtet. Ennek előnye a lényegesen nagyobb részecskeintenzitás, habár két egymással szemben kapcsolt gyorsító működtetését igényli.

Megvan a Higgs-bozon!

Érdekes volt, ahogyan közvetlenül azelőtt, hogy az ATLAS- és CMS-kísérlet bejelentette a Higgs-bozon megfigyelését, a két Tevatron-kísérlet, a CDF és a D0 adatainak együttes elemzéséből sikerült kimutatni egy 3σ feletti, jelentős (de megfigyelésnek nem számító) eseménytöbbletet a már behatárolt tömegtartományban, 110 és 130 GeV között, bár tömegcsúcs nélkül.

A Higgs-bozon felfedezése a rossz viccek ősröbbanásához vezetett

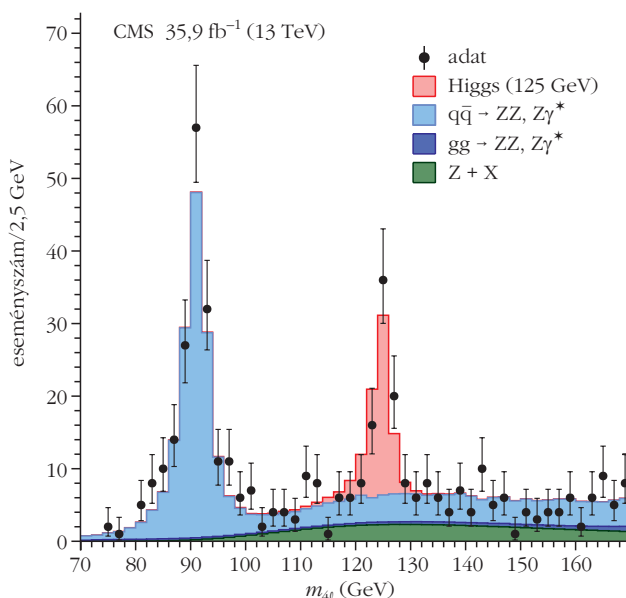
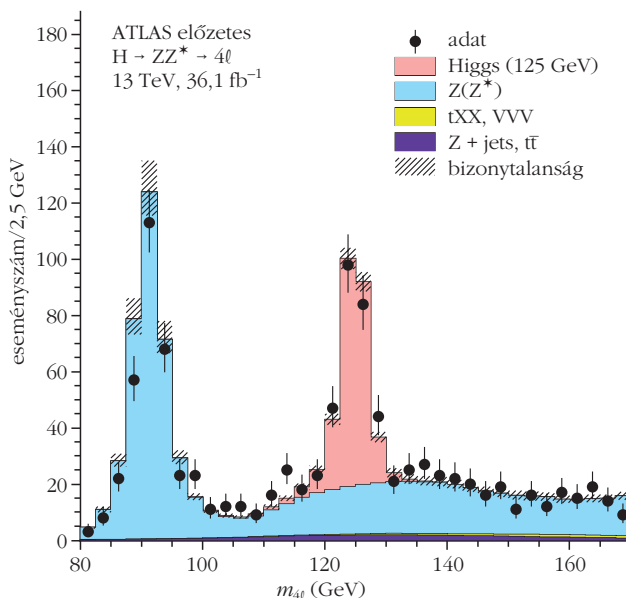
- A bárba besétál egy Higgs-bozon.
Csapos: – Mi van? Mire ő: – Hát én!!
- A Higgs-bozon felfedezését a fizikusok *tömegesen* ünnepelték.
- A Higgs-mező szabályozása valóban lehetővé tenné a tömegpusztító fegyvereket.
- Nem tudom, mi a csuda az, de klassz, hogy felfedezték!
- Összeveszett a top-kvark a Higgs-bozonnal. A kvark elrohant, mert a bozon csak a súlyát emlegette, semmi mást nem mondott magáról.
- Jó, hogy megvagy, Isten-részecske. Én csak egy átlagember vagyok, aki nem ért téged.





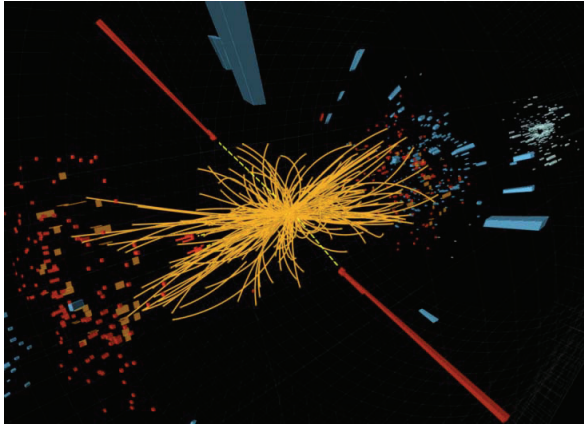
Az LHC-megfigyelés bejelentését 2012. július 4-re, a nagyenergiájú fizika melbourne-i óriáskonferenciájára időzítették (amerikai kollégáink kicsit morcosak is voltak, hogy legnagyobb nemzeti ünnepükre esett). Addigra persze már mindenki tudta az eredményt, hiszen azon többszáz fizikus dolgozott, és a két nagy együttműködés több ezer fizikusának előzetesen jóvá kellett hagynia. Az eredményt abból is *sejteni* lehetett, hogy a *Nature-online* internetes folyóirat két nappal előtte már közölte. A CERN rengeteg újságíróval együtt a legnevesebb fizikusokat (természetesen *François Englert* és *Peter Higgst* is) meghívta a nevezetes eseményre, a lelkes CERN-es nemfőnökök közül azok jutottak be a nagy előadóterembe, akik éjszaka ott aludtak előtte. A CERN persze gondoskodott róla, hogy az előadásokat ne csak Melbourne-ben lássák, interneten be lehetett kapcsolódni, Magyarország is három előadóteremben néztük.

A Higgs-bozon kimutatása igen meggyőző volt, hiszen két független kísérlet, több bomlási csatornánál



9. ábra. Az ATLAS- (fent) és CMS-kísérlet (lent) mért tömegeloszlása 4 töltött lepton észlelésekor [7]. A Higgs-bozon csúcsa szépen kiemelkedik 125 GeV-nél, 91 GeV-nél pedig a Z-bozon tömegcsúcsa dominál ($Z \rightarrow 4\ell$, a Z-bozon két töltött leptonra bomlik, és az egyik kibocsát egy fotont, amely leptonpárt kelt).

ban, azonos (125 GeV-es) tömegnél figyelte meg az előírt 5σ konfidenciával. A két együttműködés kísérletezői természetesen betartották a vak adatelemzés szabályát: a 110 és 130 GeV közötti energiatartomány új adatait egyidejűleg nyitották meg az előzetesen leírt és jóváhagyott eljárások alkalmazására a különböző folyamatok elemzői előtt, nehogy egymást befolyásolják. Azóta természetesen az ATLAS és a CMS már a Higgs-bozon valamennyi elérhető keltési és bomlási csatornáját azonosította és tanulmányozta. Itt elsősorban CMS-eredményeket mutatunk be, de az ATLAS is teljesen hasonlókat kapott, és a két kísérlet valamennyi eredménye a kísérleti bizonytalanságokon belül igen jól egyezik [5].



Fizikusok a Higgs-bozonról

– Igazából 1972-ben kezdődött az életem, mint bozon – *Peter Higgs*.

„Hogy miért isten-részecske? A kiadó nem engedte, hogy istenverte részecskének hívjam a könyv címében, pedig az jobban illett volna rá, tekintettel gonosz természetére és a rengeteg pénzre és erőfeszítésre, amelyet kihívott. Amellett ezzel két csoportot is megbántottam: (1) azokat, akik hisznek Istenben és (2) azokat, akik nem.” – *Leon Lederman* a Higgs-bozonról *Az isteni a-tom* című könyve kapcsán.

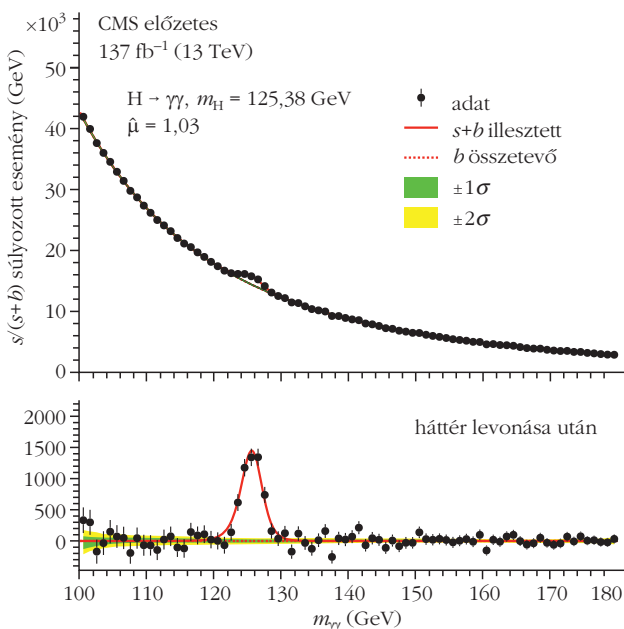
„Ez a Nobel-díj 100 dolláromba került” – *Stephen Hawking*, aki fogadott *Gordon Kane*-nel, hogy soha nem találják meg a Higgs-bozont.

10. ábra. A CMS-kísérlet Higgs-szerű eseménye: proton-proton ütközésben egy bozon keletkezik, amely két nagyenergiás foton kibocsátásával elbomlik. A láthatatlan fotonpályák végén a vörös téglalapok mérete az elektromágneses kaloriméterben hagyott fotonenergiával arányos. Vicces volt viszontlátnom nevezetes eseményünket az *Agymenők* filmsorozatban Sheldon Cooper, a kissé habókos részecskefizikus trikján.

A négyleptonos bomlás

A rettenetes hadronhátér fölött $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell^+ \ell^-$ a legkönnyebben azonosítható folyamat, ahol ℓ elektron vagy müon (a harmadik töltött lepton, a nehéz $\tau^\pm$ nagyon gyorsan elbomlik könnyebb leptonokra vagy mezonokra). Az egyik Z-bozontól megköveteljük, hogy „valódi” legyen, tömeghéjon, azaz 91 GeV tömeggel rendelkezzen, de a másik attól igen messze, mélyen virtuális lesz (azt jelzi a felső indexbeli $*$). A leptonos bomlás gyakorisága rendkívül kicsi, $1,24 \cdot 10^{-4}$. Ennek ellenére a négy leptonra bomló részecske tömegéhez rendelhető spektrumból megfelelő eseményválogatás után a 125 GeV-es csúcs gyönyörűen kiemelkedik (9. ábra).

11. ábra. A CMS-kísérlet 13 TeV-es p-p ütközésekben mért tömegeloszlása a Higgs-bozon kétfotonos bomlására [6]. A Higgs-bozon csúcsa 125 GeV-nél jól látszik a háttér levonása után.



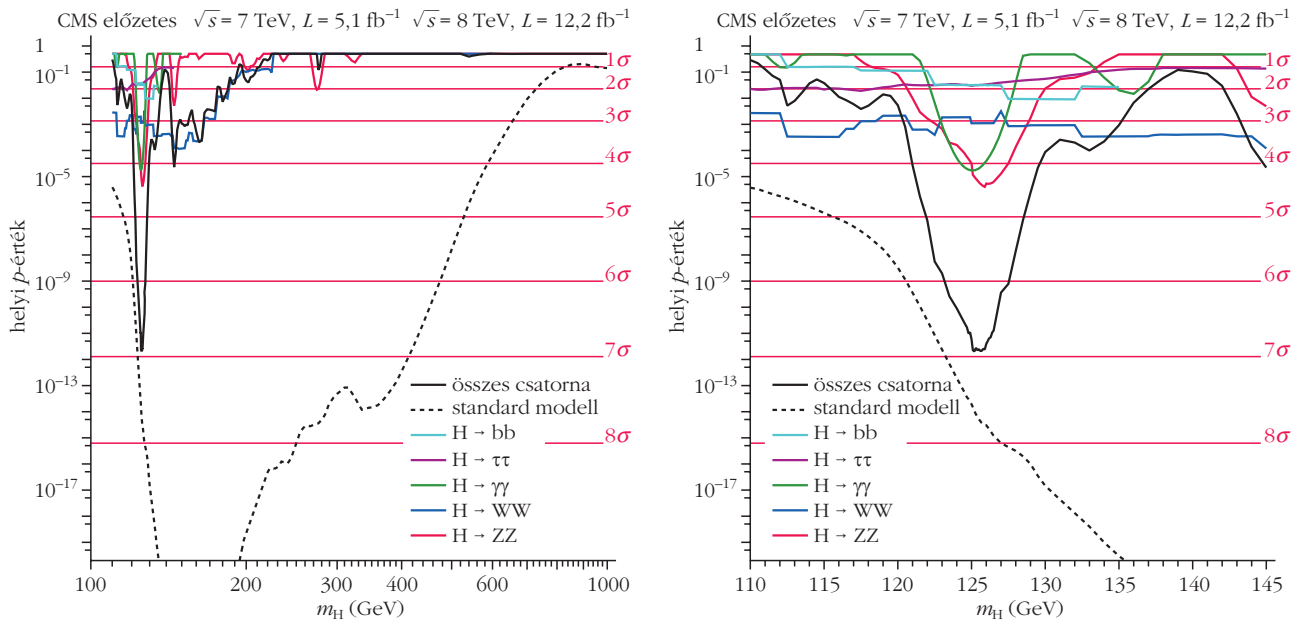
Ez a két ábra a 2016-os adatokból származik, azóta azt megháromszorozták, de elemzésük még nem zárult le. A CERN nagyon vigyáz arra, hogy a két nagy kísérlet azonos feltételek mellett működjék, tehát közel azonos ütközési számot kapjon: ezt *luminozításban*, az ütközési hatáskeresztmetszet reciprokában mérjük, hogy azután egy reakcióból várható eseményszámot a begyűjtött luminozítás és a hatáskeresztmetszet szorzata adja. 2016-ban az ATLAS $36,1 \text{ fb}^{-1}$, a CMS $35,9 \text{ fb}^{-1}$ luminozitást gyűjtött ($1 \text{ fb} = 10^{-43} \text{ m}^2$). Az ábrák összehasonlításából az is kiderül, hogy az adatelemzés némileg különbözött, hiszen az ATLAS összességében több Higgs-jelet kapott közel ugyanannyi adatból, viszont szignifikanciájuk azonos lett.

A kétfotonos bomlás

A Higgs-bozon bomlása két fotonra egy nagyságrenddel gyakoribb, mint a négyleptonos, előfordulási valószínűsége $2,27 \cdot 10^{-3}$, de a háttérből csak éppenhogy kiemelkedik (10. és 11. ábra). A négy töltött leptonnál ugyanis sokkal kisebb a háttér, és ráadásul jól meghatározható a rengeteg egyidejű protonütközésből az, ahol a részecskék nyomai összefutnak, a fotonok esetében azonban erre igencsak korlátozott a lehetőség.

A négyleptonos bomlás alacsony eseményszámmal is láthatóan működött, a kétfotonos Higgs-csúcs viszont csak az óriási háttér levonása után válik igazán láthatóvá. Maga az adatelemzés ennél sokkal bonyolultabb (visszatérünk rá), de jó mutatni valamilyen tömegeloszlást.

Mára az együttműködéseknek nagyrészt sikerült elemezniük a 2016–2018 folyamán, 13 TeV-es proton-proton ütközésekben gyűjtött adatokat. A CMS 2020. július végén közölte a teljes 13 TeV-es évad kétfotonos eredményét egy 63 oldalas (és ezen még nem szerepel a 2300 szerző!) cikkben [6]. A 11. ábrán a CMS-kísérlet legújabb kétfotonos tömegeloszlása látható, amelyen nem az észlelt események számát ábrá-



12. ábra. A CMS-kísérlet mért p -eloszlása 2012 végén, bal oldalt 100 és 1000 GeV, jobbra 110 és 145 GeV tartományban. A Higgs-bozon mindegyik bomlási csatornája minimumot mutat 125 GeV körül és máshol nincs jelentős minimuma. Az összes csatorna együttes megbízhatósága 125 GeV-nél $6,9\sigma$, bár valamivel a standard modell számítása (pontvonal) alatt van.

zoljuk, hanem azok Higgs-bozonos súlyát, tehát annak a szimulációk alapján meghatározott valószínűségét, hogy az esemény Higgs-bozontól származik. Az ábra felső részén a teljes, jel + háttér ($s+b$), alul pedig csak a jel a háttér levonása után szerepel. A mérés óriási pontosságát mutatják a háttérhez rendelt 1σ és 2σ konfidenciának megfelelő sávok összehasonlítása a mért pontok felrajzolt bizonytalanságaival. Mindez csak az alsó ábrán kivethető.

A Higgs-bozon tömege

Sarkalatos feltétel, hogy adott mennyiség mért értéke nem függhet a mérés módszerétől. A Higgs-bozon mért tömege tehát nemcsak a két kísérlet között, de a legkülönbözőbb feltételek mellett végzett adatelemzés eredményeképpen is azonos kell legyen. Nagyon érdekes, ahogyan az adatok egyre nagyobb mennyiségével és egyre fejlettebb elemzési eszközök alkalmazásával a Higgs-bozon mért tömege változott. A felfedezés bejelentésekor mindkét kísérlet 125 GeV körüli tömeget publikált, elég nagy bizonytalansággal. Ez később közelebb került a 126 GeV-hez, majd visszamászott közvetlenül 125 GeV fölé, bár mindig hibahatáron belül. A tömeg meghatározásához nemcsak a korábbi ábrákhoz használt eseményeloszlásokat használtuk, de alkalmaztuk az úgynevezett p -értéket is: annak kísérletileg meghatározott valószínűségét, hogy a megfigyelt eseménytöbblet a mért háttér véletlen fluktuációjából ered. Ez persze mennél kisebb, annál jobb. A p -érték óriási előnye, hogy könnyen összegezhető azonos jelenség különböző módon történő megfigyelésére még különböző kísérletek által is, természetesen a korrelációk figyelembe vételével.

A felfedezés bejelentésekor az ATLAS- és CMS-kísérlet a két legfontosabb Higgs-bozonos bomlás elemzésével egyaránt 5σ szignifikanciát kapott. Az adatok gyűlésével ez folyamatosan nőtt, 2012 végére a CMS adatai megkétszereződtek, hatféle bomlást elemeztek, és – ahogyan a statisztika alapján várnánk is – a jel már elérte a $6,9\sigma$ -t. A 12. ábrán az ehhez tartozó p -eloszlás látható. Akkor a Higgs-bozon mért képződési valószínűsége a CMS-nél még valamivel a standard modellel számított alatt volt, az ATLAS esetén pedig felette: a két érték a statisztika növekedésével egyre pontosabban egyezett egymással és a modellszámítással.

A Higgs-bozon tömege a részecskefizika egyik legfontosabb paramétere. Mérésének történetét a 2. táblázatban foglaltuk össze. Jól látszik, ahogy az idő haladtával folyamatosan sikerült javítani az adatelemzést, és pontosítani tömeget. Valamennyi tömegérték, csatornától és kísérlettől függetlenül igen jól egyezik egymással. A CMS 2014-ben külön is publikálta a háromféle leptonos bomlásra kapott értékeket és statisztikus bizonytalanságukat; szisztematikusukat csak az összesítésre számítottak, mivel az nagyrészt közös forrású. Figyelemre méltó, ahogyan az ATLAS 2013 és 2014 között mekkorát változtatott az adatelemzésén: a statisztika csökkenése árán a szisztematikus bizonytalanságot sikerült jelentősen csökkenteniük és azzal javítani a teljes bizonytalanságon.

A Particle Data Group [9] 2020-as átlagértéke a Higgs-bozon tömegére $125,10 \pm 0,14$ GeV, nagyon közeli a 6 éve publikált ATLAS+CMS átlaghoz, amely $125,09 \pm 0,24$ GeV volt. A tömegmérés bizonytalansága sokkal nagyobb, mint a Higgs-bozon élettartamához tartozó vonalszélesség, az ugyanis a kísérletek adatai alapján 13 MeV alatti, amíg az elméletileg számolt érték 4 MeV.

2. táblázat

A Higgs-bozon tömegének mérése az LHC 7 és 8 TeV-es üzeme alatt és a legújabb idei eredmény már 13 TeV-nél [5–8].

év	kísérlet	bomlási módus	tömeg (GeV)	bizonytalanság (stat.)	bizonytalanság (szisz.)
2013	ATLAS	$H \rightarrow \gamma\gamma+4\ell$	125,5	$\pm 0,2$	$+0,5; -0,6$
	CMS	$H \rightarrow \gamma\gamma+4\ell$	125,7	$\pm 0,3$	$\pm 0,3$
2014	ATLAS	$H \rightarrow \gamma\gamma+4\ell$	125,36	$\pm 0,37$	$\pm 0,18$
	CMS	$H \rightarrow \gamma\gamma$	124,70	$\pm 0,31$	$\pm 0,15$
		$H \rightarrow 4e$	126,2	$+1,5; -1,8$	
		$H \rightarrow 2\mu+2e$	126,3	$+0,9; -0,7$	
		$H \rightarrow 4\mu$	125,1	$+0,6; -0,9$	
		$H \rightarrow 4\ell$	125,6	$\pm 0,4$	$\pm 0,2$
		$H \rightarrow 6$ csatorna	125,02	$+0,26; -0,27$	$+0,14; -0,15$
2015	ATLAS + CMS	$H \rightarrow \gamma\gamma$	125,07	$\pm 0,25$	$\pm 0,14$
		$H \rightarrow 4\ell$	125,15	$\pm 0,37$	$\pm 0,15$
		$H \rightarrow \gamma\gamma+4\ell$	125,09	$\pm 0,21$	$\pm 0,11$
2020	ATLAS	$H \rightarrow 4\ell$	124,92	$\pm 0,19$	$+0,09; -0,06$
	CMS	$H \rightarrow \gamma\gamma+4\ell$	125,38	$\pm 0,11$	$\pm 0,08$
	PDG átlag	minden	125,10	$\pm 0,14$	

A 2013 és 2015 közötti értékek a finomodó adatelemzés következtében változtak, de inkább csak a bizonytalanságuk csökkent. Az aszimmetrikus bizonytalanságokat külön jelöltük.



Nem tudtat? Ez a 2012-es frizuradivat!

bomlását sikerült megfigyelnünk. A standard modell pontos jóslatot ad valamennyi bomlási valószínűsége, tehát a fermionpárra történőre is. A Higgs-bozon a tömegekhez kötődik, tehát kisebb tömeghez kisebb valószínűség tartozik. Egy m_f tömegű elemi fermionra (kvarkra vagy leptonra) történő bomlás valószínűsége:

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c g^2 m_f^2}{32 \pi m_W^2} \beta^3 m_H.$$

Itt N_c színtöltések száma (leptonokra 1, kvarkokra 3), $g^2 \sim 0,425$, a kölcsönhatási állandó, m_W és m_H a W- és Higgs-bozon tömege,

$$\beta = \sqrt{1 - 4 \frac{m_f^2}{m_H^2}}$$

pedig a fermion sebessége. Elsőnek a b-kvarkpárra történő bomlást figyeltük meg, utána a tau-leptonosát ($\tau^+\tau^-$). 2020 nyarán sikerült a 13 TeV-es adatokban a τ -leptonnal nagyságrenddel könnyebb müonokra való bomlás jelét kimutatni. Valamennyi megfigyelés a kísérleti és számítási pontosságon belül egyezik a standard modell által számítottal.

Rendkívül sok egészen alapvető felfedezés született mérések pontosításával, nem szabad tehát feladnunk a Higgs-bozon egyre pontosabb vizsgálatát. Tudjuk, hogy kell lennie valamilyen *új* fizikának a standard modellen túl, hiszen a sötét anyag és a neutrínó-ízrezgés *kilóg* mögüle: a Higgs-szektor gondos tanulmányozása remélhetőleg segít majd annak feltárásában. Sok modell szerint kicsi az eltérés az általunk vizsgált energiatartományban a standard modelltől, és jósnak Higgs-bozont a megfigyeléssel azonos tulajdonságokkal. Sokat várunk a HL-LHC (nagy-luminózitású LHC) működésbe lépésétől is, nem is beszélve a

Ez a bozon az a bozon?

Mint említettük, a standard modellnek igen sok kiterjesztése van, és gyakorlatilag mindegyik egynél több Higgs-szerű bozont jósol. Amióta megvan a 125 GeV-es, a modellek kötelesek számot adni egy ilyen bozonról is. Mindjárt a kezdetekben felmerült a kérdés, vajon amit látunk, tényleg a standard modell Higgs-bozonja, vagy esetleg valami más. Erre azt szoktuk mondani, hogy az adatelemzés módszerét teljesen kihegyeztük a standard modell Higgs-bozonjára, tehát aligha találhattunk valami nagyon különbözőt. Ugyanakkor persze kis különbségek nem kizártak, láthatunk más bomlási csatornákat, illetve a számításoktól kicsit eltérő mért értékeket. Azóta a kérdést nagyon alaposan körbejártuk. Ellenőriztük, például, nem látunk-e több Higgs-bozont: az egyik népszerű modell, például ötöt jósol, közöttük két töltött Higgs-bozont, de az LHC-n belátható tömegtartományban, egészen TeV tömegekig nem látunk mást, habár az egészen kis tömegeket nem tudjuk teljesen kizárni. A standard modellel egészen pontosan kiszámítható a Higgs-bozonnal kapcsolatos, keltési, kölcsönhatási és bomlási reakciók valószínűsége (hatáskeresztmetszete): méréseink szerint azok mind hibahatáron belül egyeznek a számításokkal. Őszinte bánatunkra, ez idáig semmiféle eltérést nem sikerült felfedeznünk a Higgs-bozon körül a standard modelltől.

Láttuk, hogy kezdetben a Higgs-bozonnak más bozonokra ($\gamma\gamma$, ZZ és kicsit később W^+W^-) történő

részecskefizikusok hön áhított és régen megtervezett ILC Nemzetközi lineáris ütköztetőjéről, amely valószínűs Higgs-bozon-gyárként működne, és amelyet Japán talán meg is épít a nem túl távoli jövőben [9].

Irodalom

Más nagy együttműködésekkel ellentétben a CMS cikkein a 2000-nél több szerző nem a neve, hanem az országa szerinti ABC-sorrendben szerepel, tehát az ATLAS első szerzője jelenleg Aad, az ALICE-é Acharya, az LHCb-é Aaij, a CMS-é viszont változó örömeny (Armenia) kolléga, jelenleg Sirunyan, amíg például Afganisztán, Albánia vagy Argentína valamelyik egyeteme nem csatlakozik hozzánk.

5. G. Aad és mtársai [ATLAS and CMS Collaborations]: Combined measurement of the Higgs boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS experiments. *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 191803; doi:10.1103/PhysRevLett.114.191803
6. A. M. Sirunyan és mtársai [CMS Collaboration]: A measurement of the Higgs boson mass in the diphoton decay channel. *Phys. Lett. B* **805** (2020) 135425 doi:10.1016/j.physletb.2020.135425 [arXiv:2002.06398 [hep-ex]].
7. ATLAS Collaboration: Measurement of the Higgs boson mass in the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ decay channel with $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions using the ATLAS detector at the LHC. ATLAS-CONF-2020-005.
8. P. A. Zyla és mtársai [Particle Data Group]: Particle physics review. *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2020** (2020) 083C01; <http://pdg.web.cern.ch/pdg/>
9. https://en.wikipedia.org/wiki/International_Linear_Collider

GYULAI JÓZSEF, 1933–2021

Gyulai József 1933. augusztus 21-én született Hódmezővásárhelyen, amelynek később díszpolgára lett.

Gyulai József, Jóska egy rendkívül sokoldalúan művelt ember volt, aki karmesternek és zeneszerzőnek készült, majd a Szegedi Egyetemen félévkor iratkozott be a matematika–fizika szakra. Neki a fél év bepótlása nem okozott gondot. Egyetem után rövid ideig Hódmezővásárhelyen (szülővárosában) középiskolában fizikát tanított, majd a Szegedi Tudományegyetemen *Budó Ágostonnal* együtt lumineszcenciával és félvezetőkkkel foglalkozott. Ösztöndíjjal a CALTECH-en dolgozott először 1969-ben egy évet, majd több éven keresztül vissza-visszatért *Jim Mayerhez* és csoportjához. Itt kezdte el az ionimplantációs és Rutherford-visszaszórás spektrometriai (RBS) kutatásait. Bevallása szerint ez volt életének legtermékenyebb időszaka. Az RBS olyan alkalmazását „találták ki”, amely életbevágóan fontos volt az éppen akkor formálódó, Si-alapú integrált áramkör (IC) ipar számára. A cél az volt, hogy a rétegek mélységfüggő összetételének mérésére alkalmassá tegyék az RBS-t [1]. Gyulai József azzal nyert elismerést, hogy egy olyan számítási trükköt javasolt, amit sem Jim Mayer, sem *Otto Meyer* nem vett észre. Ezen időszak fontos eredményei közé tartoznak az ionimplantálás nyomán keletkező rácskárosodás mértékének és mélységi eloszlásának mérésére alkalmazott, a nagyenergiájú részecskék csatornahatásán (channeling) alapuló módszer [2, 3] és a preamorfizáció [2, 4, 5]. Eredményei közül az implantációval amorfizált Si-réteg epitaxiális visszánövesztését máig alapjárásként használja a félvezetőipar. Az implantálás során keletkező kristályhibák, ezek kiküszöbölése – vagy adott esetben, a célnak megfelelő alkalmazása, mint a preamorfizációs eljárásban – évtizedekig meghatározta Gyulai professzor szakmai pályafutását. A nemzetközi mezőnyben is egyik legjelentősebb képviselője volt az implantálás során keletkező kristályhibák jellemzésének változatos módszerekkel [6, 7] és a hibamérnökségnek (defect engineering) [8]. Később érdeklődése az implantálás során, megvilágítás alkal-

mázásával, in-situ végzett hibamérnökségen [9], az extrém nagy energiákon történő rácskárosodások kutatásán át [10], egészen az ionbesugárzással előállított szén nanocsövekig terjedt [11].

Gyulai Józsefnek köszönhető, hogy már a 70-es években több tehetséges, fiatal magyar fizikus került az USA top kutató helyeire, majd később Erlangenbe, ahol Gyulai professzor hosszabb ideig dolgozott a német Fraunhofer Institut für Integrierte Systeme (Erlangen) félvezetőeszköz-fizikai laboratóriumában jó barátjával *H. Ryssel* professzorral együttműködve. Számos vendégprofesszori meghívást kapott, egyebek közt kutatót és tanított a Cornell Egyetem (Ithaca, NY) Anyagtudományi Központjában, a Université Paris 7 Groupe de Physique des Solides laboratóriumában, éveken át a Friedrich-Alexander Universität és a német Fraunhofer Institut für Integrierte Systeme (Erlangen) félvezetőeszköz-fizikai laboratóriumában, majd az Osakai Egyetem Center for Quantum Science and Technology under Extreme Conditions csoportjában.

Itthon egy ionimplantációs program vezetője lett. Ekkor indultak meg a KFKI-ban a félvezetőkhöz kapcsolódó anyagtudományi kutatások és analitikai fejlesztések, elsősorban az ionimplantáció kutatása és az ionimplantációs berendezés építése. Az eredményeket – beleértve a SAFI ionimplantert is – az újpesti Mikroelektronikai Vállalat gyártósorában hasznosították. A KFKI Mikroelektronikai Kutatóintézetének vezetését 1992 vette át, és a világtrendek ismeretében nevét azonnal Anyagtudományi Kutatóintézetre változtatta. Mindig kitartó szószólója volt az anyagtudomány árnyalt értelmezésének, a funkcionális anyagoknak a szerkezeti anyagoktól való megkülönböztetés fontosságának. Az Anyagtudományi Kutatóintézet, 1998-tól az egyesített Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézetként működött igazgatása alatt 2004-ig, azaz nyugdíjba vonulásáig. Utódaira (akiket folyamatosan segített tanácsaival) már egy összeforrott intézet irányítása várt.



fotó: Eifert János

Gyulai József a kutatóintézeti munka mellett a BME Kísérleti Fizikai Tanszék egyetemi tanára, később professzor emeritusa volt. 1990-ben megválasztották a Magyar Tudományos Akadémia levelező, 1995-ben pedig rendes tagjává. Az Academia Europaea 2016-ban választotta tagjává. Egy ciklusban az MTA Műszaki Tudományok Osztályának elnökhelyettese, majd két ciklusban elnöke volt. A Miskolci Egyetem és a Pannon Egyetem díszdoktora, a Magyar Mérnökakadémia tagja, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat tiszteletbeli elnöke, a Gábor Dénes-díj kuratóriumi elnöke, több szakmai társaság és egyesület vezetőségi tagja volt. Számos szakmai elismerést (Akadémiai díj, Prima díj, Gábor Dénes díj), több állami kitüntetést, mint a Magyar Érdemrend középkeresztje a csillaggal, illetve Széchenyi díjat kapott.

Igen széles tudománypolitikai, közéleti szereplést vállalt, amelynek során segítette munkatársait, különösen figyelt a fiatalokra. Szakmai karrierje alatt több mint négyszáz tudományos közleményt, három alapművet, tizenegy könyvfejezetet publikált és tizenhárom szabadalom társszerzője volt.

Irigylésre méltó szellemi frissességét végig megtartva, hosszú, méltósággal viselt betegség után, életének 88. évében, 2021. február 12-én veszítettük el Jóskát, ahogy mindannyian hívtuk őt.

Halála pótolhatatlan veszteség számunkra. Értékelő eredményeket hagyott hátra a tudományban és felejthetetlen emlékeket hagyott ránk.

Biró László Péter, Pécz Béla
EK MFA

Irodalom

1. O. Meyer, J. Gyulai, J. W. Mayer: Analysis of amorphous layers on silicon by backscattering and channeling effect measurements. *Surf. Sci.* 22 (1970) 263–276.
2. H. Müller, W. K. Chu, J. Gyulai, J. W. Mayer, T. W. Sigmon, T. R. Cass: Crystal orientation dependence of residual disorder in As-implanted Si. *Appl. Phys. Lett.* 26 (1975) 292–294.
3. J. W. Mayer, L. Csepregi, J. Gyulai, T. Nagy, G. Mezey, P. Revész, E. Kotai: MeV He backscattering analysis of ion-implanted Si: drive-in diffusion and epitaxial regrowth. *Thin Solid Films* 32 (1976) 303–306.
4. G. Mezey, S. M. Matteson, J. Gyulai: High-dose Ge implantation into (100) Si. *Nucl. Instruments Methods* 182–183 (1981) 587–590.
5. L. Csepregi, J. Gyulai, S. S. Lau: The early history of solid phase epitaxial growth. *Mater. Chem. Phys.* 46 (1996) 178–180.

6. J. Gyulai: Radiation damage and annealing in ion implantation. In: *Handbook of Ion Implantation Technology* (Ed.: J. F. Ziegler) Elsevier (Amsterdam) (1992).
7. T. Lohner, M. Fried, J. Gyulai, K. Vadani, N. V. Nguyen, L. J. Hanekamp, A. van Silfhout: Ion-implantation-caused special damage profiles determined by spectroscopic ellipsometry in crystalline and in relaxed (annealed) amorphous silicon. *Thin Solid Films* 233 (1993) 117–121.
8. J. Gyulai, K. S. Jones, P. Petrik: Radiation damage and annealing in silicon. In: *Ion Implantation: Science and Technology* (Ed.: J. F. Ziegler) Orlando (FL), Amerikai Egyesült Államok: Ion Implantation Technology Co. (2000) 687 p. pp. 239–268.
9. L. P. Biró, J. Gyulai, H. Ryssel, L. Frey, T. Kormány, N. M. Tuan, Z. E. Horváth: Photon assisted implantation (PAI). *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms* 80–81 (1993) 607–611.
10. L. P. Biró, J. Gyulai, K. Havancsák: Scanning probe method investigation of carbon nanotubes produced by high energy ion irradiation of graphite. *Carbon N. Y.* 37 (1999) 739–744.
11. L. P. Biró, G. I. Márk, J. Gyulai, K. Havancsák, S. Lipp, Ch. Lehner, L. Frey, H. Ryssel: AFM and STM investigation of carbon nanotubes produced by high energy ion irradiation of graphite. *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms* 147 (1999) 142–147.

Gyulai József írásai a *Fizikai Szemlében*

- Gyulai József*: Fotoelektromos vizsgálatok galliumfoszfid kristályokban — 1968/238
- Gyulai József*: Ionimplantációs kutatások — 1976/423
- Gyulai József, Keresztes Péter*: Az LSI technológia — 1978/321
- Gyulai József*: Az anyagtudomány apoteózisa — 1996/264
- Gyulai József*: Az ionsugaras technikák anyagtudományi alkalmazásai — 1997/144
- Petrik Péter, Lohner Tivadar, Fried Miklós, Khánb N. Q., Polgár Olivér, Gyulai József*: In situ ellipszometria vékonyrétegek kontrolljára — 1999/131
- Gyulai József*: Physics related materials research in Hungary — 1999/190
- Gyulai József*: Köszöntője a közgyűlésen — 2000/31
- Gyulai József, Bartha László*: Nagy Elemér, 1920–2000 — 2000/94
- Gyulai József, Marx György*: Csikai Gyula 70 — 2000/357
- Gyulai József*: Szubjektív szavak a Marsról – Csikai Gyula 70 — 2000/370
- Gyulai József*: A Tudomány Napja, 2001 — 2001/333
- Gyulai József*: Fizika a 21. század műszaki fejlődésében — 2002/98
- Gyulai József*: Köszöntjük az Eötvös Társulat tiszteletbeli elnökét (Marx György 75 éves) — 2002/135
- Gádó János, Gyulai József*: Szabó Ferenc, 1925–2002 — 2002/240
- Gyulai József*: Részecskegyorsítóktól a nanotechnológiáig — 2003/54
- Gyulai József*: Kedves Tagtársak, Kollégák, Barátaim! — 2003/64
- Gyulai József*: A fizika és a műszaki fejlődés — 2005/11
- Lovas István, Kroó Norbert, Gyulai József*: Pál Lénárd köszöntése három pályatárstól — 2005/388
- Gyulai József*: Nanotudomány, nanotechnológia — 2007/71
- Gyulai József*: Egyesült anyagtudomány — 2007/296
- Benedict Mibály, Gyulai József*: Lang János, 1927–2009 — 2009/116
- Gyulai József*: Élt 65 évet... – Requiem egy tanszékért — 2009/278
- Gyulai József*: A Rutherford-visszaszórás és „karrierje” a mikroelektroonikában — 2011/293
- Gyulai József, Lévainé Kovács Róza*: Csákány Antalné Lányi Judit, 1934–2013 — 2013/397
- Gyulai József, Nagy Károly, Kovács László, Kármán Tamás*: Turiné Frank Zsuzsa, 1924–2014 — 2014/180
- Gyulai József*: Az Intel madártávlatból — 2016/165
- Gyulai József, Battistig Gábor, Kiss Árpád Zoltán, Szilágyi Edit*: Georges Amsel (Amsel György) 1933–2017 — 2017/110
- Gyulai József*: Ionsugaras technikáktól a nanoszerkezetekig — 2018/3
- Gyulai József*: Nagy Elemér (1920–2000) — 2020/226
- Barna Péter, Gyulai József, Menyhárd Miklós, Pécz Béla*: Gergely György (1923–2020) — 2021/15

LÉTEZNEK-E A NAPRENDSZERRE HASONLÍTÓ BOLYGÓRENDSZEREK?

Szatmáry Károly, Mészáros Richárd
SZTE Kísérleti Fizikai Tanszék

A felfedezett exobolygók asztrobiológiai potenciáljának vizsgálatára 2011-ben bevezették a Föld-hasonlósági indexet [1, 2]. Ennek mintájára vezettük be a Naprendszer-hasonlósági index fogalmát [3]. Ismertetjük kiszámításának módját, és alkalmazzuk a legalább 4 bolygót tartalmazó exobolygórendszerekre. A kapott eredményekből következtetünk arra, hogy a Naprendszer egyedinek számít, vagy hasonlít-e az ismert bolygórendszerek számottevő részéhez.

Az exobolygók felfedezési módszerei

Az exobolygók kimutatására számos módszert dolgoztak ki, amelyeket két fő csoportba sorolhatunk. Közvetlenül, direkt módon nagyon nehéz kimutatni a halvány bolygót a sok-sok nagyságrenddel fényesebb csillaga mellett. Az esetek döntő többségében a közvetett módszerek jártak sikerrel, amikor a bolygónak a csillagára gyakorolt hatását lehetett megfigyelni.

A két legsikeresebb a fedési és a rádiálissebesség-módszer, az eddig felfedezett bolygók 76,1, illetve 19,3 százalékát detektálták velük a NASA Exoplanet Archive adatbázisa szerint [4].

Közvetlen módszerek

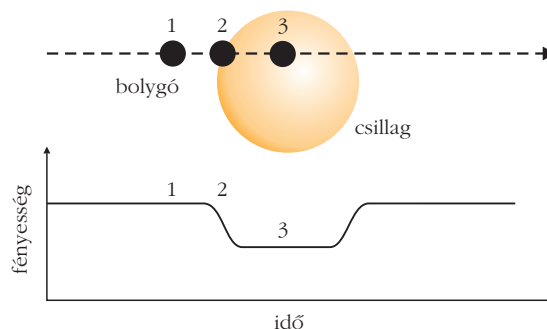
Képalkotás koronográffal: ebben az esetben az észlelés során a bolygónál sokkal fényesebb csillagot kitakarják a távcsőben.

Infravörös többletsugárzás: a bolygó hőmérsékleti sugárzása hozzáadódik a csillagéhoz.

Közvetett módszerek

Fedési módszer

Ha egy égitest (például bolygó, barna törpe) elhalad a csillaga előtt, akkor a csillag fényességében csökkenés észlelhető. Akkor lehet szó kísérő által okozott elhalványodásról, ha a jelenség periodikusan



1. ábra. A csillag fényességsökkenése, amikor bolygója elhalad előtte [5].

ismétlődik (1. ábra). A fényességsökkenés függ a bolygó és a csillag sugarának arányától, valamint a csillag hőmérsékletétől, vagyis adott méretarány esetén minél hidegebb a csillag, annál kisebb az intenzitás csökkenése. A fedési fénygörbe fotometriai vizsgálatából sok mindenre választ kaphatunk: a keringési periódusára, excentricitására, illetve a bolygó sugarának nagyságára.

Átvonulás során az égitest légköre által produkált úgynevezett kompozit spektrum is tanulmányozható, mivel a bolygó légkörének spektruma ráakodik a csillagéra, és – a bolygó színképvonalainak Dopplereltolódásából adódóan – azokat szét lehet választani egymástól. E módszer fontosságát az adja, hogy ilyen módszerrel a bolygó színképe, ezáltal kémiai összetétele is tanulmányozható, ami – kellő érzékenységgel – elméletileg lehetővé teszi az életre utaló víz, vagy szerves molekulák kimutatását a bolygó felszínén.

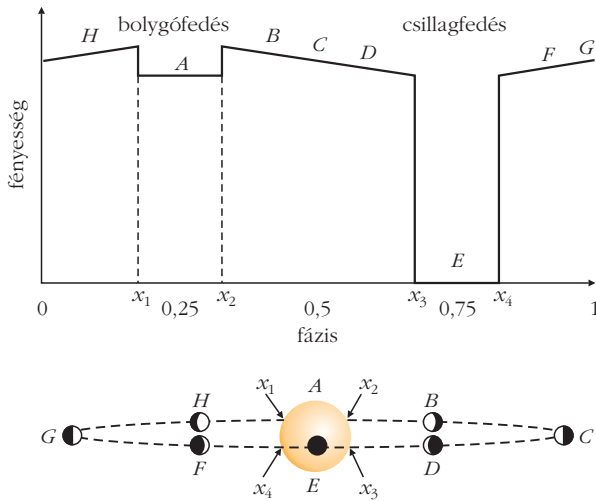
A fedési módszer az infravörös tartományban is működik, de „fordítva” (2. ábra): az exobolygók a központi csillagukhoz képest infravörösben kevésbé halványak (alacsonyabb felszíni hőmérsékletük miatt elektromágneses sugárzásuk csúcsa esik az infravörös tartományba), emiatt központi csillaguk mögött eltűnve észrevehetően lecsökken a rendszer infravörös össz-sugárzása.



Szatmáry Károly 1981-ben végzett az ELTE csillagász és matematika–fizika tanár szakán. Azóta a Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Tanszékén dolgozik. Az MTA doktora, egyetemi tanár. Kutatási területe pulzáló változócsillagok idősor-analízise. Részt vett a Kepler-űrtávcső adatainak elemzésében. Az exobolygók körül keringő holdak felfedezési lehetőségeit vizsgáló publikációk társszerzője. A Szegedi Csillagvizsgáló és a csillagász MSc szak alapítója.



Mészáros Richárd a Szegedi Tudományegyetemen elvégezte a fizika BSc szakot. A csillagászat iránti érdeklődése miatt szakdolgozata témájául az exobolygókat választotta.



2. ábra. Teljes periódus: bolygófedéskor is csökken a fényesség [6]!

Radiális sebesség mérése

A bolygó és a csillag a rendszer közös tömegközéppontja körül kering, ezért a csillag látóirányú sebessége változik (3. ábra), így a Doppler-effektusnak megfelelően a színképvonalak hullámhossza periodikusan – közeledéskor a kék, távolodáskor a vörös irányba – eltolódik. A módszerrel a bolygó minimális tömege becsülhető.

Asztrometria

A bolygó gravitációs hatása hullámként rakódik rá a csillag sajátmozgására. Ez az elmozdulás mérhető a háttércsillagokhoz képest.

Gravitációmikrolencse-hatás

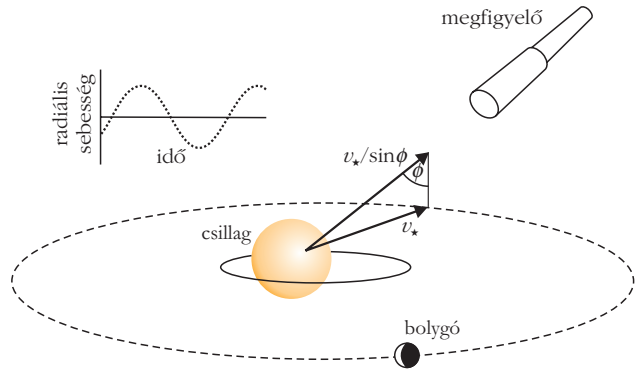
A bolygó és a csillag kettős gravitációs mikrolencseként viselkedik, amikor a rendszer egy harmadik, távoli csillag előtt elhalad, felfényesedést lehet észlelni, amelyet a központi csillag okoz, ennek fénygörbéjére rakódik rá a bolygó által okozott, rövidebb ideig tartó felfényesedés (4. ábra). A módszerrel nagy távolságból is ki lehet mutatni a csillagok kísérőit, és sok olyan paraméter is mérhető, amelyik más módszerekkel nem vagy csak nehezen állapítható meg. Komoly hátrány viszont, hogy a jelenség egyszeri, nem ismétlődő.

Timing-effektus

Ennek alapelve, hogy egy pontosan ismert, rendszeresen ismétlődő jelenség bekövetkezéseinek időbeli ingadozásából ki lehet mutatni az e jelenséget befolyásoló hatást. Egy, már ismert bolygót tartalmazó rendszerben fedési módszernél a csillag előtti átvonulások között eltelt idő apró változásából következtethetnek a bolygó pályáját perturbáló további bolygó(k) meglétére.

Pulzárjelek modulációja

A pulzár jeleinek frekvenciája periodikusan változik a körülötte keringő bolygó gravitációs hatása miatt, mert a pulzár is kering a közös tömegközéppont körül, rendszeresen közeledve-távolodva.



3. ábra. A csillag radiális sebessége változik, ha van bolygója [6].

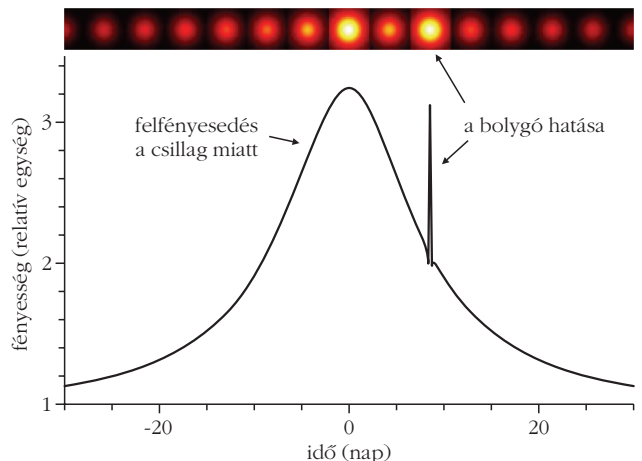
Az exobolygók osztályozása

A felfedezett exobolygók sokfélék, tulajdonságaik alapján csoportokba sorolhatjuk őket. Jelenleg (2020. december 15.) 4389 exobolygó felfedezését erősítették meg 3241 bolygórendszerben (719 rendszerben több bolygó van) [7, 8]. Az exobolygókat tulajdonságaik alapján többféle módon csoportosíthatjuk.

A *gázóriások* között nagy számban fedeztek fel úgynevezett forró jupiterek. Ezen bolygók kis excentricitású, közeli pályán keringenek csillaguk körül, sokszor csupán néhány napos keringési periódussal. A csillagtól származó árapályerők miatt a nem pontosan gömb alakú forró jupiterek tengely körüli forgása kötött, azaz egy keringés alatt egyszer fordulnak meg tengelyük körül, vagyis felszínükön egy „év” időtartama egy „nappal” egyenlő. Emiatt légkörükben szélsőséges időjárási jelenségek lehetnek. Számítógépes szimulációk arra utalnak, hogy ezek a bolygók a csillaguktól távolabb jönnek létre, de az anyagkorongban keringve fékeződnek, és fokozatosan beljebb kerülnek. A forró jupitereknel nagyobb számban létezhetnek az úgynevezett forró neptunusok.

A felfedezett Jupiter és Neptunusz méretű exobolygók között találtak rendkívül alacsony sűrűségű bolygókat (angolul puffy planet vagy hot-Saturn, illetve super-puff planet). A puffy planet típusú bolygók csil-

4. ábra. Egy háttércsillag felfényesedése, ha elhalad közöttünk egy bolygós csillag [5].



lagukhoz közel keringenek, a csillagtól származó intenzív hő és a bolygó belső hője együttesen járul hozzá a légkör felfújódásához. Ezek többnyire két Jupiter-tömeg alatti bolygók. A super-puff típusú bolygók tömege a Földének néhányszorosa, de sugaruk nagyobb a Neptunuszénál. Erre magyarázatként szolgálhat, hogy ezek valójában kisebb méretű, nagy gyűrűrendszerrel körülvett bolygók.

A *szuperföldek* olyan bolygók, amelyek tömege nagyobb a Földénél, de kisebb a Neptunuszénál, felső tömeghatáruk 10 földtömeg. Sűrűségük alapján a felépítésük többféle lehet. Az alacsony sűrűségűek főleg hidrogénből és héliumból állhatnak. A közepes sűrűségű szuperföldek magas víztartalmúak lehetnek, vagy sűrűbb a magjuk és vastag gázburok veszi körül azt. A magasabb sűrűségűek anyagát a Földhöz hasonlóan vas és különböző kőzetek alkotják.

A Föld-hasonlósági index

A Föld-hasonlósági index 0 és 1 közé eső mérőszám, amely megmutatja, hogy a vizsgált bolygó mennyire hasonlít a Földhöz. Ehhez a bolygók sűrűségét, sugarát, hőmérsékletét és felszíni szökési sebességét hasonlítják össze. A Föld-hasonlósági index (ESI) a következőképpen számítható ki [1]:

$$ESI = \sqrt{ESI_I ESI_S}.$$

A képletben ESI_I a bolygó belsejére, ESI_S a bolygó felszínére vonatkozó hasonlósági index. A bolygó belsejére vonatkozó hasonlósági index:

$$ESI_I = \sqrt{ESI_r ESI_\rho},$$

ahol ESI_r a sugárra, ESI_ρ a sűrűségre vonatkozó hasonlósági index. A bolygó felszínére vonatkozó hasonlósági index:

$$ESI_S = \sqrt{ESI_{ve} ESI_{Ts}},$$

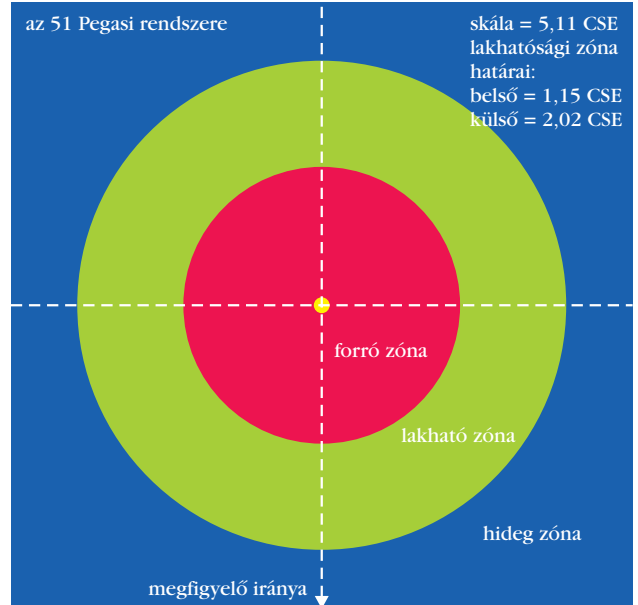
itt ESI_{ve} a szökési sebességre, ESI_{Ts} a felszíni hőmérsékletre vonatkozó hasonlósági index.

A különböző tulajdonságok hasonlósági indexeit a Bray–Curtis-féle hasonlósági index súlyozott átalakításával nyerjük [8], így ESI_r , ESI_ρ , ESI_{ve} , ESI_{Ts} a következőképpen számítható ki:

$$ESI_x = \left(1 - \frac{|x - x_0|}{x + x_0} \right)^w.$$

A képletben x , illetve x_0 a bolygóra, illetve a Földre vonatkozó érték, w a súlyozó kitevő.

Az ESI kiszámításához az [1] által használt súlyozó kitevőket használjuk: a sugárnál 0,57-ot, a sűrűségnél 1,07-ot, a szökési sebességnél 0,70-ot, a hőmérsékletnél 5,58-ot. Vannak olyan exobolygók, amelyek ESI értéke kissé nagyobb mint 0,9. Az ESI érték azonban nem elég a bolygó lakhatóságának megítéléséhez.



5. ábra. A bolygórendszerek felosztása zónákra.

A Naprendszer-hasonlósági index

A Naprendszer-hasonlósági index egy olyan, 0 és 1 közé eső mérőszám, amely megmutatja, hogy a vizsgált bolygórendszer mennyire hasonlít a Naprendszerre.

Első verzió

A Naprendszer-hasonlósági index képletének meghatározásakor a bolygórendszereket három, a hőmérséklettől függő részre osztottuk: a forró, a lakható és a hideg zónára (5. ábra). Mindhárom zónára hasonlósági indexet definiálhatunk, ezek kombinálásával számítottuk ki a Naprendszer-hasonlósági indexet.

A Naprendszer-hasonlósági index képletének meghatározásakor figyelembe vettük a lakhatósági zóna és a lakhatósági zónánál beljebb eső, forró zóna szélességét. Ezek függének az adott csillag luminozitásától. A képlet megalkotása során még felhasználtuk a forró, lakható és a hideg zónában elhelyezkedő bolygók számát és Föld-hasonlósági indexét. A különböző tulajdonságok összehasonlításakor egy kivétellel a Föld-hasonlósági index által is használt Bray–Curtis-féle hasonlósági indexet alkalmaztuk. A forró és a lakható zóna esetében három, a hideg zónánál két tulajdonságot hasonlítottunk össze. A különböző zónák hasonlósági indexét a mértani középvel jellemezzük.

A forró zóna hasonlósági indexe:

$$HI_f = \sqrt[3]{\left(1 - \frac{|D_f - D_{f0}|}{D_f + D_{f0}} \right)} \cdot \sqrt[3]{\left(1 - \frac{|N_f - N_{f0}|}{N_f + N_{f0}} \right)} \cdot \sqrt[3]{\left(1 - \frac{|ESI_f - ESI_{f0}|}{ESI_f + ESI_{f0}} \right)},$$

ahol D_f a forró zóna szélessége csillagászati egységben, N_f a forró zónában elhelyezkedő bolygók száma, ESI_f a forró zónában lévő bolygók Föld-hasonlósági indexeinek számtani átlaga, D_{f0} , N_{f0} , ESI_{f0} a Naprendszerre vonatkozó értékek.

A lakható zóna hasonlósági indexe:

$$HI_l = \sqrt[3]{\left(1 - \frac{|D_l - D_{l0}|}{D_l + D_{l0}}\right) \cdot \left(1 - \frac{|N_l - N_{l0}|}{N_l + N_{l0}}\right) \cdot ESI_{\max}}.$$

A képletben D_l a lakható zóna szélessége csillagászati egységben, N_l a lakható zónában elhelyezkedő bolygók száma, $ESI_{\max}$ a Földre leginkább hasonlító bolygó Föld-hasonlósági indexe. D_{l0} , N_{l0} a Naprendszerre vonatkozó értékek.

A hideg zóna hasonlósági indexe:

$$HI_b = \sqrt{\left(1 - \frac{|N_b - N_{b0}|}{N_b + N_{b0}}\right) \cdot \left(1 - \frac{|ESI_b - ESI_{b0}|}{ESI_b + ESI_{b0}}\right)},$$

ahol az egyes jelölések értelme a forró és lakható zónában használtakból következik.

Ezen hasonlósági indexek fontos tulajdonsága, hogy zérus bolygószám esetén zérus értéket adnak, így a bolygórendszer nélküli csillag Naprendszer-hasonlósági indexe nulla.

A Naprendszer-hasonlósági indexet definiáló képlet a következő:

$$NHI = \frac{1}{4} HI_f + \frac{1}{2} HI_l + \frac{1}{4} HI_b.$$

A képletben – mint fentebb szerepelt – HI_f a forró, HI_l a lakható és HI_b a hideg zóna hasonlósági indexe.

Az lakhatósági zónák külső és belső határainak meghatározásához a következő összefüggéseket használjuk fel [10].

Elsőként szükségünk van az adott csillag L luminozitására, amely a következő módon számítható ki:

$$L = 4 \pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4,$$

ahol R a csillag sugara, T_{eff} a csillag effektív hőmérséklete, σ a Stefan–Boltzmann-állandó.

Ezután felhasználva az „elszabaduló” üvegházhatás és a maximális üvegházhatás határeseteit a lakható zóna két szélén, a megfelelő S csillagfluxusok ezeken a határokon [10]:

$$S_{\text{belső}} = 4,19 \cdot 10^{-8} T_{\text{eff}}^2 - 2,139 \cdot 10^{-4} T_{\text{eff}} + 1,268 \text{ és}$$

$$S_{\text{külső}} = 6,19 \cdot 10^{-9} T_{\text{eff}}^2 - 1,319 \cdot 10^{-5} T_{\text{eff}} + 0,2341.$$

A lakhatósági zóna belső, illetve külső határa a következő módon számítható ki:

$$r_{\text{belső}} = \sqrt{\frac{L}{S_{\text{belső}}}} \quad \text{és} \quad r_{\text{külső}} = \sqrt{\frac{L}{S_{\text{külső}}}}.$$

A képletekben a luminozitás egysége a Nap luminozitása, így a határokat csillagászati egységben kapjuk.

Második verzió

Itt az első verzióban nem szereplő tulajdonságokat is figyelembe vettük a Naprendszer-hasonlósági index képletének megalkotásakor. A forró és lakható zónák hasonlósági indexeiben nem szerepelnek a zónák szélességei, ehelyett bevezettük a luminozitásokat összehasonlító csillag hasonlósági indexet. A képletben szerepel egy ötödik hasonlósági index is, amelyik a bolygópályák egymástól való átlagos távolságát veszi figyelembe.

A csillag hasonlósági indexe:

$$HI_{\text{cs}} = 1 - \frac{|L - L_0|}{L + L_0},$$

ahol L a vizsgált csillag, L_0 pedig a Nap luminozitása.

A forró zóna hasonlósági indexe:

$$HI_f = \sqrt{\left(1 - \frac{|N_f - N_{f0}|}{N_f + N_{f0}}\right) \cdot \left(1 - \frac{|ESI_f - ESI_{f0}|}{ESI_f + ESI_{f0}}\right)},$$

a lakható zóna hasonlósági indexe:

$$HI_l = \sqrt{\left(1 - \frac{|N_l - N_{l0}|}{N_l + N_{l0}}\right) \cdot ESI_{\max}}$$

és a hideg zóna hasonlósági indexe:

$$HI_b = \sqrt{\left(1 - \frac{|N_b - N_{b0}|}{N_b + N_{b0}}\right) \cdot \left(1 - \frac{|ESI_b - ESI_{b0}|}{ESI_b + ESI_{b0}}\right)},$$

a képletekben használt jelölések megegyeznek az első verzióban bevezetettekkel.

A bolygópályák egymástól való átlagos távolságának hasonlósági indexe:

$$HI_p = 1 - \frac{|D - D_0|}{D + D_0},$$

itt D a vizsgált rendszer, D_0 a Naprendszer bolygópályáinak átlagos távolsága. A bolygópályák egymástól való átlagos távolságát a következőképpen számítottuk ki:

$$D = \sqrt[n-1]{(a_2 - a_1) \cdot (a_3 - a_2) \cdot \dots \cdot (a_n - a_{n-1})},$$

ahol a_1 a csillaghoz legközelebb eső, a_2 a második legközelebbi, a_n a legtávolabbi bolygó fél nagytengelye.

A távolságok összehasonlításánál a Naprendszer annyi bolygóját vettük figyelembe, ahány bolygó az adott exobolygórendszerben van. Például a HD 10180 jelenlegi tudásunk szerint hat bolygót tartalmazó rendszere esetén a Naprendszer első hat bolygóját választottuk.

A Naprendszer-hasonlósági indexet definiáló képlet a következő:

$$NHI = \frac{1}{6} HI_{cs} + \frac{1}{6} HI_f + \frac{1}{3} HI_l + \frac{1}{6} HI_b + \frac{1}{6} HI_p.$$

A képletben – mint már szerepelt – HI_{cs} a csillag, HI_f a forró zóna, HI_l a lakható zóna, HI_b a hideg zóna, HI_p bolygópályák egymástól való átlagos távolságának hasonlósági indexe.

Eredmények

Összesen 81, legalább négy bolygót tartalmazó exobolygórendszert vizsgáltunk meg. A Naprendszerre legjobban hasonlító rendszer mindkét verzió szerint a HD 34445 csillag bolygórendszere, hasonlósági indexe 0,71, illetve 0,72.

A bolygók és a csillagok adatait a *The Extrasolar Planet Encyclopaedia* [6], a *NASA Exoplanet Archive* [4] és a *Habitable Zone Gallery* [8] adatbázisából vettük. Az előbb felsorolt katalógusok nem minden esetben tartalmazták a bolygók összes adatát, ilyenkor a szükséges hiányzó adatokat a [12] oldalairól szereztük be. A lakhatósági zónák meghatározásakor a *Habitable Zone Gallery* ábrái is segítséget nyújtottak.

A bolygók hőmérsékleteit az alábbi képlet alapján határoztuk meg [10]:

$$T = \sqrt[4]{\frac{L_{\star}(1-A)}{16\pi\sigma r^2}} \quad \text{vagy}$$

$$T = T_{\star} \sqrt[4]{\frac{R}{2r}} \sqrt[4]{1-A}.$$

A képletekben $L_{\star}$ a csillag luminozitása, $T_{\star}$ a csillag felszíni hőmérséklete, A a (Bond-)albedó, r a csillag és a bolygó közötti távolság. Mivel az exobolygók albedóját nem ismerjük, minden bolygót abszolút fekete testként vettünk számba, azaz egyensúlyi hőmérsékletüket 0 albedóval számítottuk ki.

A vizsgált rendszereket saját készítésű ábrákon is összehasonlítottuk. A hátsó fedélen a 19 legnagyobb Naprendszer-hasonlósági indexű bolygórendszert ábrázoltuk. A bolygók elhelyezkedése csillaguktól való távolságukkal, nagyságuk a sugarukkal arányos. A bolygók színe azt mutatja meg, hogy lakhatóság szempontjából mekkora távolságra vannak csillagjuktól. Piros szín jelzi, ha a bolygó a forró zónában kering, a zöld színű bolygók a lakhatósági zónában, a kék színűek pedig a hideg zónában vannak. A bolygórendszerek csillagait színes betűkkel írtuk. Piros

színnel az M, narancs színnel a K, sárga színnel a G, fehér színnel (ez csak a [3] elektronikus verzióban szerepel) az F színképosztályú csillagokat jelöltük. (Az M, K, G, F színképtípusok növekvő effektív hőmérsékletnek felelnek meg.) A csillagok neve mellett, zárójelben a bolygórendszer hasonlósági indexe látható (az első verzió alapján).

További ábrák és táblázatok a vizsgált bolygók és bolygórendszerek adataival a [3] elektronikus verziójában találhatók.

Általános következtetésünk az, hogy a vizsgált bolygórendszerek nagy többsége alig hasonlít a Naprendszerre. Többségük a csillagához és egymáshoz is viszonylag közeli pályán keringő bolygókból áll.

Az exobolygók detektálására használt módszerek jelenleg nem elég érzékenyek ahhoz, hogy a csillagok körül keringő összes bolygót észrevegyük. A vizsgált bolygórendszerek közül feltehetően soknak lehet még felfedezetlen bolygója, ami azt jelentheti, hogy egyes bolygórendszerek valójában jobban hasonlítanak a Naprendszerre, mint ahogyan a rendelkezésre álló adatok utalnak rá. A másik nagy kérdés a holdak gyakorisága. A csillaghoz és egymáshoz közeli bolygópályák esetén a holdak jelenlétének esélye igen csekély.

Az eddig összegyűlt adatok alapján levonható az a következtetés, hogy a Naprendszerhez hasonló bolygórendszerek nem számítanak gyakorinak. A felfedezett bolygók, bolygórendszerek sokfélesége arra utal, hogy a bolygórendszerek kialakulása, fejlődése többféleképpen megy végbe, és Naprendszerünk sajátos szerkezete, kialakulási folyamata kis valószínűségű eset lehet a többihez képest. Ez pedig összefügghet a földi típusú élet gyakoriságával is.

Irodalom

- Schulze-Makuch D., Mendez A., Faïren A. G., von Paris P., Turse C., Boyer G., Davila A. F., Resendes de Sousa Antonio M., Catling D., Irwin L. N.: A Two-Tiered Approach to Assessing the Habitability of Exoplanets. *Astrobiology* 11/10 (2011) 1041–1052.
- <http://phl.upr.edu/projects/habitable-exoplanets-catalog>
- Mészáros R.: *A Naprendszer-hasonlósági index*. BSc szakdolgozat, SZTE 2020. témavezető: Szatmáry K. http://astro.u-szeged.hu/szakdolgozat/meszarosrichard_szdBSc/MeszarosRichard_szdBSc.pdf
- <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu>
- Szatmáry K.: Exobolygók. *Magyar Tudomány* 2006. augusztus, 968.
- Szatmáry K.: Bolygók mindenütt. *Fizikai Szemle* 57/12 (2007) 433.
- <http://exoplanet.eu/catalog/>
- <https://exoplanets.nasa.gov/exoplanet-catalog/>
- Bloom S. A.: Similarity indices in community studies: potential pitfalls. *Marine Ecology Progress Series* 5 (1981) 125–128.
- Kane S. R., Gelino D. M.: The Habitable Zone Gallery. *PASP* 124 (2012) 323–328.
- Underwood D. R., Jones B. W., Sleep P. N.: The evolution of habitable zones during stellar lifetimes and its implications on the search for extraterrestrial life. *International Journal of Astrobiology* 2/4 (2003) 289–299.
- <http://www.hzgallery.org>

Szerkesztőség: 1092 Budapest, Ráday utca 18. földszint III., Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Telefon/fax: (1) 201-8682

A Társulat Internet honlapja <http://www.elft.hu>, e-postacíme: elft@elft.hu

Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős kiadó Groma István főtítkárr, felelős szerkesztő Lendvai János főszerkesztő.

Kéziratokat nem őrzünk meg és nem küldünk vissza. A szerzőknek tiszteletpéldányt küldünk.

Nyomdai előkészítés: Kármán Stúdió, nyomdai munkálatok: OOK-PRESS Kft., felelős vezető: Szatmáry Attila ügyvezető igazgató.

Terjeszti az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, előfizethető a Társulathoz vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyszámlán.

Megjelenik havonta (nyáron duplaszámmal), egyes szám ára: 1000.- Ft (duplaszáma 2000.- Ft) + postaköltség.

HU ISSN 0015–3257 (nyomtatott) és HU ISSN 1588–0540 (online)



HAGYOMÁNYOS VAGY DIGITÁLIS? MELYIK A NYERŐ?

Fizika házi feladatok papír alapon és digitális módban

Schnider Dorottya – Budapesti Fazekas Mihály Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium
Hömöstrei Mihály – Budapesti Német Iskola, ELTE TTK Anyagfizikai Tanszék

A fizikatanárok folyamatosan próbálnak lépést tartani az egyre fejlődő technológiákkal és lehetőségekkel a minél eredményesebb és érdekesebb fizikaórák kedvéért. Kérdés azonban, hogy minden esetben célszerű-e a jól bevált módszereket háttérbe szorítani a digitalizáció oltárán. Kutatásunk betedikes diákok digitális és kézzel írt házi feladatainak hosszútávú hatékonyságát vizsgálja, talán nem is annyira meglepő eredménnyel.

2020 tavaszán a COVID-19 koronavírus-járvány felülírta a hagyományos elképzeléseket, életünk és oktatásunk is egyik pillanatról a másikra változott meg. 2020 tavasza nagy löketet adott a tanároknak innovatív módszereik kifejlesztéséhez, a digitális oktatási módszerek tökéletesítéséhez.

Az iskolák bezárása miatt a hagyományos tanítás nem valósulhatott meg, a tantermen kívüli digitális oktatásé lett a főszerep. Kollégákkal beszélgetve azt tapasztaltuk, hogy ez a fogalom sokak számára nem tisztázott. Van, aki a füzetbe készített jegyzet lefotózását kérte, van, aki videóra veszi magyarázatát, és azt

tölti fel a tanulóknak, egyesek online órákat tartanak videochaten, mások azon keresztül íratnak dolgozatot. Ez mind belefér a digitális oktatásba? A tantermen kívüli munkarendben megvalósuló oktatás fogalmába igen. A távoktatás így nem összekeverendő a digitális oktatással, tavasszal tantermen kívüli munkarendben dolgoztunk, amely lehetőséget adott hagyományos technikáink megtartására is. Bizonyos esetekben a digitális oktatás nem megvalósítható. Sok háztartásban problémát okoz a digitális eszközök beszerzése, előfordul, hogy a lakásban nincs internetkapcsolat sem, így nincs lehetőségünk a hagyományostól eltérő oktatási módszerek alkalmazására. Ugyanakkor sokszor indokolt élnünk a digitalizáció adta lehetőségekkel, tanóráinkat digitális eszközök használatával színesítenünk. A digitalizáció az új eszközök használata mellett új szemléletet is ad az új eredmények elérése érdekében. *Mit adhat a digitalizáció egy fizikatanárnak? Hagyományos módszerekkel vagy digitális módon szerezhető hosszútávú, biztos tudás?* Kutatásunkban a fenti kérdésekre kerestük a választ.

Hagyományosan a digitális világban

Vajon mennyi papír fogyott a tavaszi távoktatás alatt? Tanárként biztosan kevesebbet használtunk, ugyanakkor iskolás családtagjaink számára a laptop, mikrofon és kamera mellett szükség volt papírra, füzetre és íróeszközre is. Hiába a digitális platform, a kézírás szerepe, a jegyzetelés fontossága továbbra is érvényben maradt. *Írd le, fotózd le, küldd be!* – adtuk ki sokan az instrukciót. Ennek oka, hogy szeretnénk volna meggyőződni arról, vajon diákjaink a megfelelő tempóban haladnak, részt vesznek az „órai” munkában? Valamint biztosra akartunk menni, hiszen számos kutatás eredménye támasztja alá a kézírás kognitív folyamatokra gyakorolt fejlesztő hatását. A fejlesztő hatás neurobiológiai úton magyarázható. Kézírás során az agy Broca-területe jelentős mértékben aktiválódik, míg egyáltalán nem lép működésbe gépirás közben. A Broca-terület megfelelő működése a finommotorikával szoros kapcsolatot mutat, ugyanakkor a kommunikáció során is jól érvényesül, így a nyelvi készségek fejlődését is garantálja. Kézírás során nemcsak úgy írunk valamit, hanem gondolkodunk, alkotunk, ezáltal

A kutatás az Innovációs és Technológiai Minisztérium, valamint a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Alap KDP programjának támogatásával készült.



Schnider Dorottya 2020-ban végzett az ELTE-n angol nyelv és kultúra – fizika szakos tanárként. 2019 szeptembere óta a Budapesti Fazekas Mihály Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium fizikatanára. A diploma megszerzését követően felvételt nyert az ELTE Fizika Doktori Iskola Fizika Tanítása Programba, ahol a mechanika interdiszciplináris tanításának és a tanulói kísérletek fejlesztési lehetőségeit vizsgálja.



Hömöstrei Mihály 2006-ban végzett az ELTE fizikatanári szakán. 2014 óta a magyar IYPT csapat felkészítő csapatának tagja, 2016 óta az ELTE Anyagfizikai Tanszékén tanít szakdidaktikai tantárgyakat, 2018 óta a Budapesti Német Iskola fizikatanára. MOL Mester-M (2010) és Ericsson-díj (2020) birtokosa.

fejlődik kreativitásunk és személyiségünk is [1]. A magasabb agyi aktivitás az oka, hogy amit kézzel jegyzetelünk, azt könnyebben megjegyezzük, mint a géppel írt tananyagot. Kutatás támasztja alá, hogy az egyetemi vizsgákon eredményesebbnek bizonyulnak azon hallgatók, akik kézzel írt jegyzetet készítenek, mint a laptopon jegyzetelő társaik [2].

A hagyományos módszerek, ezáltal a kézírás fejlesztő szerepe jelentős. Mennyiben nyújt más a digitális oktatás?

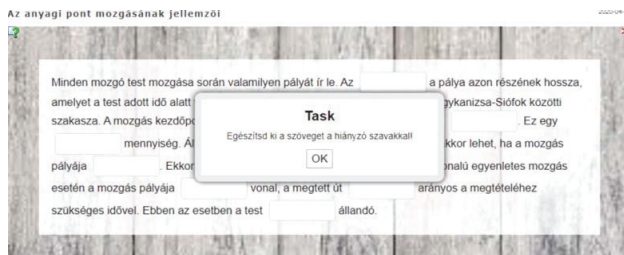
Digitális fizikaoktatás

Fizikaórán sokszor indokolt a digitális eszközök használata, nemcsak távmunkavégzés során. Egy mérés kiértékelése sokkal idő- és energiahatékonyabb lehet táblázatkezelőben végezve, szemmel nem látható folyamatokat animációk, illetve szimulációk segítségével tehetünk „láthatóvá”, továbbá lehetőségünk van nagyon lassan végbemenő jelenségeket vizsgálni, vagy egy gyorsabb mozgást lelassítani és kielemezni. Megfelelően alkalmazva az IKT (információs és kommunikációs technológiák) valóban hasznos lehet, a tanítás-tanulási folyamatot támogatja, és használata közben tudásépítés történik. Ez a digitális oktatás lényege. A digitális oktatás ugyanúgy magában foglalja a hagyományos technikákat is, kihasználva az innovatív lehetőségeket [3]. A hagyományos oktatást egészíti ki, nem pedig azt helyettesíti, főként nem a hagyományost digitalizálja.

Hogyan adhat pluszt egy számítógép a fizikaórához? A számítógép fizikaórán lehet oktatási eszköz, kísérleti és demonstrációs eszköz, valamint a gyakorlás eszköze [4]. Oktatási eszközként segít a tananyag eredményes feldolgozásában, az igényes felkészülést és a színvonalas tanári munkavégzést támogatja. Kísérleti eszközként használható számos mérés során, demonstrációs eszközként pedig olyan jelenségek szemléltetését teszi lehetővé, amelyek hagyományosan nem feltétlenül oldhatók meg.

A papír alapú gyakorlás, házi feladat-írás mellett a számítógép számos módot ad az órai és otthoni gyakorlásra is. Rengeteg oktatóvideót találunk videomegosztó portálokon, több mint 100 szimulációt és animációt a PhET-en [5], ugyanakkor ahhoz, hogy megfelelő módon kerüljön feldolgozásra a bemutatott tananyag, egy jól felépített, feldolgozást segítő feladatlapon, kérdéssorra is szükség van. A digitalizáció lehetővé teszi, hogy a diákok önállóan, saját tapasztalataik útján építsék fel tudásukat, a tanulási folyamatokban való aktív részvételre ösztönöz. A kiadott kérdések segítségével tanárként irányíthatjuk ezen folyamatokat, és mint egy „tutor” mentorálhatjuk diákjainkat az önálló, mégis kontrollált munka során [6].

A feladatlapon megszerkeszthető online tesztfeladatként, így a diákok beküldés után azonnal értesülhetnek megoldásaik helyességéről. Használhatunk ugyanakkor egyéb lehetőségeket is, amelyek segítsé-



1. ábra. Lyukas szöveg (cloze test) a learningapps-en.

gével színesebb, izgalmasabb lehet a tananyag feldolgozása. A <https://learningapps.org> számos olyan feladattípus, játék elkészítését teszi lehetővé, amelyek elvégzésével a diákok játékos módon, önállóan gyakorolhatnak. Az 1. ábra¹ egy lehetséges feladatötletet mutat be.

A cél lehetőséget biztosítani, hogy a diákok ne csak passzív befogadóként legyenek jelen, hanem aktívan vegyenek részt a munkában.

Hagyományos és digitális fizika házi feladatok – Melyik módszer a hatékonyabb?

A hagyományos, papír alapú és a digitális fizikaoktatási módszerek hosszútávú tudás megszerzésére gyakorolt hatását a Budapesti Fazekas Mihály Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium 7.a osztályos tanulóinak körében mértük – még a vírushelyzet miatti távoktatás időszaka előtt. Vizsgálatunkban a kinematika témakörében kiadott házi feladatok különböző módon történő megoldására fókuszáltunk. A fizikaórán a diákok egyaránt találkoztak hagyományos és digitális feladatokkal, a diákoknak a legtöbb órára házi feladatot kellett készíteniük. A vizsgálathoz az osztályt két részre osztottuk, az egyik fél papír alapú feladatsort dolgozott ki, míg a másik fél a tanár által létrehozott online osztályteremben, a Google Classroom² oldotta meg a feltöltött feladatokat. Kutatásunk során mérhető eredményt szeretnénk volna kapni az egyes módszerek hatékonyságáról, a hosszútávú információraktározásban betöltött szerepéről. Kutatási eredményeinket a diákok témazáró és follow-up teszten elért eredményei szolgáltatták. A kapott adatok kiértékeléséhez statisztikai hipotézisvizsgálatot végeztünk. A JASP³ statisztikai elemző program segítségével normalitásvizsgálat után páros t-próbát használtunk, amely alapján következtettünk a módszerek eredményességére.

A feladatok

A házi feladatok megszerkesztése során ügyelnünk kellett arra, hogy azok papír alapon és digitálisan is megoldhatók legyenek. A fenti leírás alapján a számí-

¹<https://learningapps.org/display?v=pq1ev8f2a20>

²Google Classroom: <https://classroom.google.com>

³JASP statisztikai elemző szoftver: <https://jasp-stats.org>

1. A 4 m magasból leejtett labda 3 m magasra pattan vissza. Mennyi ekkor a megtett útja és az elmozdulása?
2. Mihez viszonyítva igaz a hajó kapitányának kijelentése: „Közeledik a kikötő”?
3. A „felkel a Nap” és a „lenyugszik a Nap” kijelentés milyen vonatkoztatási rendszerben érvényes?
4. Mit állíthatunk a víz és a part mozgásáról a folyóba dobott labdához viszonyítva?

2. ábra. A testek mozgása feladatlap papír alapon ([7] 27–31.).

tógép számos kreatív ötletet rejt magában, amelyekkel érdemes élnünk. Figyelnünk kellett arra, hogy a két csoport ugyanazt a feladatsort kapja, a feladatok szövege és mennyisége megegyezett. A feladatokat elsősorban a Mozaik kiadó tankönyvéből [7] választottuk. Házi feladatként főként a tankönyvi „Gondolkozz és válaszolj!” rész kérdéseinek megválaszolását kértük indoklással, de előfordultak egyszerűbb, rövidebb számolási feladatok is. A digitális feladatok megszerkesztésekor törekedtünk arra, hogy a hagyományos jelettel a minimálisra csökkentsük.

Az alábbiakban néhány házi feladatot szeretnénk részletesebben bemutatni.

A *testek mozgása* című leckehez tartozó feladatok az anyagi pont mozgásának jellemzőit és a vonatkoztatási rendszerekről tanultakat kérik vissza megértés szintjén (2. és 3. ábra).

A kifejtést igénylő válaszok online megadásakor egy írásjelkülönbség miatt is helytelennek tekinti a megoldást a rendszer (3. ábra), viszont a dokumentum tulajdonosának lehetősége van egyéni visszajelzést küldeni minden válasz után, illetve manuálisan változtatni a pontszámokon. A tapasztalatok alapján ugyanazokat a feladatokat papír alapon és digitálisan nem célszerű ugyanolyan módon megoldani. Emiatt a következő online házi feladatok létrehozásakor figyeltünk arra is, hogy a korábbi automatikus javításból adódó problémákat kiküszöböljük, és digitálisan is értelmesen megválaszolható kérdéstípusokat állítsunk be.

Figyelnünk kellett arra is, hogy a számolási feladatok megoldása során a diákok lehetőleg ne használjanak papír alapú (4. ábra) technikákat. Ne oldják meg írásban a feladatot, mielőtt a megadott válaszlehetőségek közül kiválasztják a megfelelőt. Ezt úgy küszöböltük ki, hogy minden egyes számolást igénylő feladathoz különböző megoldási javaslatokat tettünk, begépeltük a műveletsort, így a helyes megoldást a diákok konkrétan készen kapták, egy kattintással kellett kiválasztaniuk azt (5. ábra). A hagyományosan dolgozó diákoknak nem volt ilyen könnyí-

4. ábra. Egyenes vonalú egyenletes mozgás. Papír alapú feladatsor ([7] 31–32.).

1. Egy fecske sebessége 20 m/s. Mekkora utat tesz meg 30 s alatt?
2. Egy metró szerelvénye egyenes vonalú egyenletes mozgással 10 másodperc alatt 50 m utat tesz meg. Mennyi ekkor a sebessége?
3. Mit mutat meg az egyenletesen mozgó test sebessége?
4. Hogyan magyaráznád? Az ugyanabban a vonatban ülő utasok egymáshoz viszonyított sebessége 0 m/s, míg a sínekhez képest 20 m/s.

2. Mihez viszonyítva igaz a hajó kapitányának kijelentése: „Közeledik a kikötő”? *

A hajóhoz viszonyítva

Helyes válasz

A hajóhoz viszonyítva.

Egyéni visszajelzés hozzáadása

3. A „felkel a Nap” és a „lenyugszik a Nap” kijelentés milyen vonatkoztatási rendszerben érvényes? *

☒ Földhöz rögzített vonatkoztatási rendszerben

☐ Naphoz rögzített vonatkoztatási rendszerben

Egyéni visszajelzés hozzáadása

3. ábra. Részlet a *Testek mozgása* online feladatsor válaszlapjából.

tés, nekik az órán tanultak alapján kellett végig gondolniuk a megoldás módját, és a tanult összefüggés megfelelő alakjának használatával leírniuk azt a fizetbe. Ezzel az eljárással próbáltuk elérni, hogy a diákok „digitális” csoportjának jelentős része – később látjuk, hogy körülbelül 50% – tényleg csak digitálisan, másik része csak kézzel írva oldja meg a feladatokat.

Számolási feladatok elsőként az *egyenest vonalú egyenletes mozgás* témakörében fordultak elő. A megfelelő összefüggés alkalmazása mellett a feladatok megoldásához mértékegység-átváltásra is szükség volt. Az online feladatlap megszerkesztésekor egyenlet, szimbólumok és törtjel beszúrására nem volt lehetőségünk (5. ábra), ami mindenképpen a program hátránya.

Tapasztalataink alapján, az online válaszok azonnali ellenőrzési lehetősége fokozza a kedvet a házi feladatok megoldásához, emellett a pontgyűjtés is motiváló szerepet tölthet be. Az online dokumentumot tesztfeladatként szerkesztve lehetőségünk van pontszámokat rendelni a helyes megoldásokhoz. Megfigyeltük, hogy mivel a teszt folyamatosan elérhető volt, így lehetővé téve a többszöri válaszadást is, szinte mindegyik diák addig próbálkozott a kitöl-

5. ábra. Részlet az *Egyenes vonalú egyenletes mozgások* online feladatsorból.

1. Egy fecske sebessége 20 m/s. Mekkora utat tesz meg 30 másodperc alatt? *

5 pont

☐ $s = v \cdot t = 10 \cdot 30 = 300 \text{ m}$

☐ $s = v / t = 10 : 30 = 0,33 \text{ m}$

☐ $s = t / v = 30 : 10 = 3 \text{ m}$

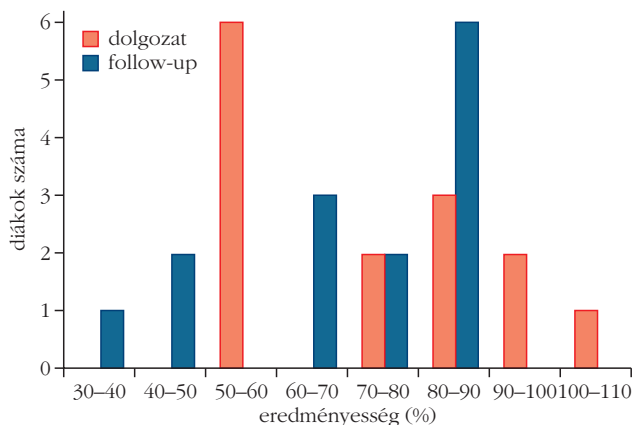
2. Egy metró állandó sebességgel mozog egyenes pályán. 10 másodperc alatt 50 m utat tesz meg. Add meg a jármű sebességét!

5 pont

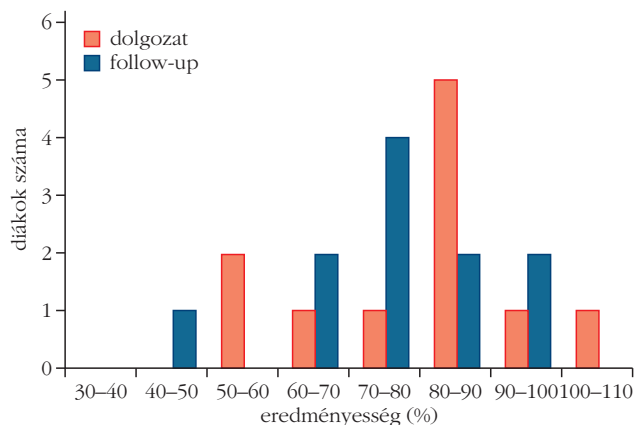
☐ $v = s \cdot t = 50 \cdot 10 = 500 \text{ m/s}$

☐ $v = t / s = 10 : 50 = 0,2 \text{ m/s}$

☐ $v = s / t = 50 : 10 = 5 \text{ m/s}$



6. ábra. A „digitális” csapat (14 fő) dolgozat- és 2 hónappal későbbi follow-up teszt eredményeinek eloszlása.



7. ábra. A „hagyományos” csapat (11 fő) dolgozat- és 2 hónappal későbbi follow-up teszt eredményeinek eloszlása.

téssel, amíg tesztjük hibátlan nem lett. Tanárként lehetőségünk volt az összes tanuló munkáját ellenőrizni, és egyenként visszacsatolást adni. Ezek papír alapon nehezen kivitelezhetők. Hagyományosan nincs azonnali ellenőrzés, a diákok bizonytalanok megoldásuk helyességében, a visszajelzés hiányában nincs lehetőségük újra és újra visszatérni egy adott feladatra. Érdekes a helyes végeredményt a kiadott feladatsoron zárójelben közölnünk. A következő óra elején ugyan közösen ellenőriztük a házi feladatokat, viszont tanárként mindenképpen nehéz ily módon nyomon követni, hogy kinek miben van szüksége további segítségre és magyarázatra. A kiadott feladatlapok nem megfelelő rendszerezése esetén azok eltűnhetnek, így hiába található meg a megoldás a füzetben, a diákok mégsem tudják a feladathoz kötni. Emiatt a tanulóknak érdekesebb a rendelkezésre álló tankönyv feladatait megoldani, vagy a digitális megoldáshoz folyamodni, hiszen ily módon a feladatlapok bármikor és bárhol elérhetők.

különbségekre a *Shapiro–Wilk-tesztet* [8] alkalmazva belátható, hogy azok normális eloszlást követnek [9]. (Digitális házi feladat esetén: $W = 0,988$ és $p = 0,999$, papír alapú házi feladat esetén: $W = 0,908$ és $p = 0,232$.)³

Mivel a vizsgált adatok normális eloszlásra illeszkednek, emiatt páros t-próbával [10] vizsgáltuk, hogy a különböző módon házi feladatot megoldók saját dolgozata és a 2 hónappal későbbi follow-up teszt eredményei között jelentkezik-e szignifikáns eltérés.

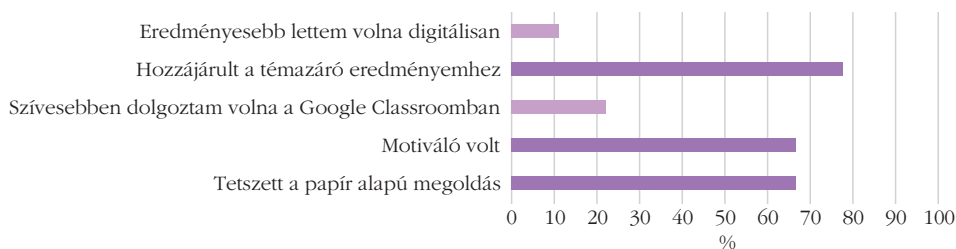
A follow-up teszt megírása után kapott adatokat kiértékelve azt tapasztaltuk, hogy a két csoport dolgozateredményei között ugyan nem jelentkezik szignifikáns különbség, még akkor sem, ha a hagyományos módon dolgozó diákok a follow-up teszten átlagosan jobban teljesítettek a „digitális” csapatnál. Viszont szignifikáns romlás figyelhető meg az online házi feladatot írók témazáró és follow-up teszten elért eredményei között ($t = -2,114$, $df = 13$, $t_p = 1,77$, $p = 0,054$). A hagyományosan dolgozó diákok körében

Eredmények

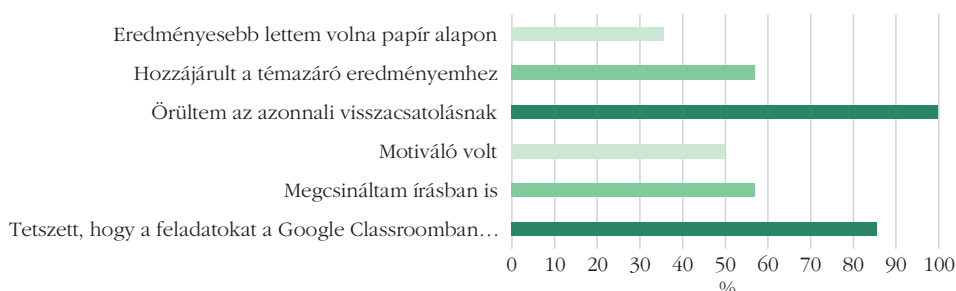
A vizsgálat során megnéztük, hogy az egyes módszerek milyen módon vesznek részt a hosszútávú tudás kialakításában. A témakör befejezését követően a hetedikesek témazáró dolgozatot írtak, amelyet körülbelül 2 hónappal újra megírtunk velük (follow-up teszt) annak érdekében, hogy megfigyeljük az egyes módszerek tudás elmélyítésében betöltött szerepét (6. és 7. ábra).

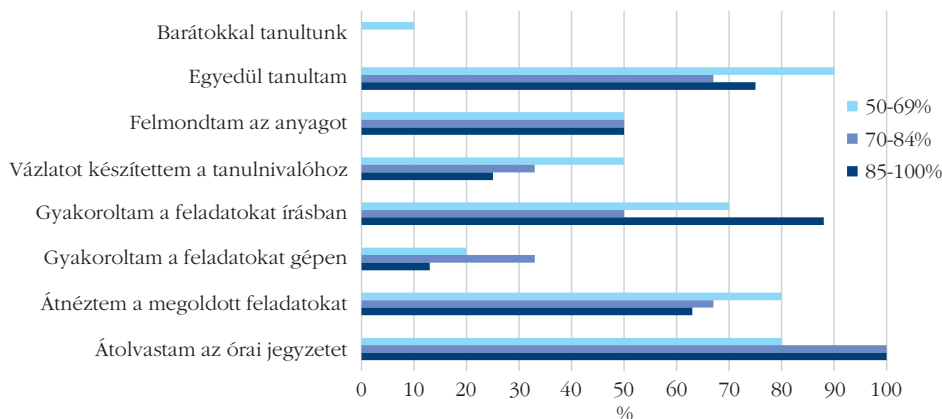
A témazáró és follow-up teszten elért eredmények között jelentkező

8. ábra. A hagyományos módon házi feladatot írók véleménye a hagyományos, papír alapú oktatási módszer hatékonyságáról.



9. ábra. A digitális módon házi feladatot megoldók véleménye a digitális oktatási módszer hatékonyságáról.





10. ábra. Az osztályra jellemző tanulási stratégiák. A grafikon bemutatja, hogy a kérdőívet kitöltő, a dolgozaton adott százalékos pontszámot elért diákok hány százaléka jelölte meg a tanulási szokásokra vonatkozó megadott állításokat.

hasonló eltérés nem mutatkozott ($t = -0,784$ $df = 10$, $t_p = 1,81$, $p = 0,045$).³

A hagyományos módon házi feladatot megoldók dolgozat- és follow-up eredményei nem mutattak szignifikáns eltérést, a módszer nem befolyásolja a diákok teljesítményét. Azonban hosszú távon a digitális módon megszerzett tudásban romlás mutatkozik. Hosszú távon egyértelmű különbség jelentkezik a két módszer hatékonysága között.

Fontos megjegyezni, hogy kutatásunkban azonos mennyiségű feladatot kaptak a két csoport tagjai. A digitális feladatmegoldáshoz jó eséllyel kevesebb időre van szükség, s az így felszabadult időben a diákok akár plusz feladatokat is kaphatnának. A hosszútávú eredmény romlása az ilyen plusz feladatokkal esetleg kiküszöbölhető, azonban ez a kérdés további vizsgálatokat igényelne.

Az egyes módszerek motiváló szerepét, illetve a diákok általi megítélését attitűdtesztel mértük. A kérdőív a válaszadók fizika tantárgyhoz való hozzáállását és tanulási szokásait mérte fel, emellett a diákok házi-feladat-megoldással kapcsolatos véleményét is megismerhettük. A diákok 4-fokú Likert-skálán jelölhették véleményüket a házi feladatok megoldási módjaival kapcsolatban. Saját tanulási szokásaikról, a számukra ideális tanulói környezetről rövid kifejtős válasz formájában írhattak. Megnéztük, hogy a kérdőívben szereplő állításokat a diákok hány százaléka jelölte meg, az eredményeket diagramokon keresztül mutatjuk be (8. és 9. ábra).

Látható, hogy még a digitális házi-feladat-írás sem motiváló. Azonban a digitális megoldás mellett szól, hogy azonnali visszajelzést ad a diáknak, valamint érdeklő a tanulókat. A 13 éves fazekasos diákok az írásbeli válaszaikban megfogalmazták, hogy eredményesen csak hagyományos módon tudnak tanulni. Ezt erősíti továbbá, hogy a digitális módon dolgozó diákok körülbelül fele a kiadott házi feladatokat papír alapon is megoldotta.

A 10. ábra a tanulókra jellemző tanulási stratégiákat mutatja be.

A diagramról leolvasható, hogy a dolgozaton 85% fölött teljesítő diákok nagy része önállóan tanult az

órai jegyzetből, valamint az órán megoldott feladatokat újra átgyakorolta. Fontos, hogy tanárként megfelelő vázlattal segítsük diákjainkat, érdemes kiemelni, hogy a feladatokat nem elég csak átnézni, igazán eredményesek csak megfelelő gyakorlással lehetünk.

Összegzés

A 2020 tavaszi távmunkavégzés lehetőséget adott arra, hogy a tanárok többsége belekóstoljon a digitális világba. Fizikatanárként az IKT eszközök megannyi lehetőséget adnak kezünkbe, amelyek módszertanilag megfelelő használatra eredményre vezethet, pótolhatja a szertár hiányosságait, valamint biztosíthatja a diákok számára az aktív tanulást, illetve a felfedezés örömeit. Fontos kiemelni, hogy a hatékony digitális tanulás akkor tud megvalósulni, ha a digitális *kiegészíti* a hagyományost, nem pedig helyettesíti azt. A két módszer együtt alkot igazán eredményes párost. Kutatásunk eredménye alátámasztja, hogy diákjainknak ugyan van igényük a digitális eszközök tanórai használatára, viszont az ő meggyőződéseik alapján is a legeredményesebbek hagyományos úton lehetünk. Láthattuk továbbá, hogy a digitálisan szerzett tudás raktározása hosszú távon szignifikáns romlást mutat a hagyományos, papír alapú módszerekkel szerzett ismerethez képest. Mélyebb, alaposabb tudásra tehetünk szert hagyományos tanulói környezetben, hagyományos tanulási módszereket alkalmazva.

Irodalom

- Sallai É.: A kézírás személyiségfejlesztő hatása. Beszélgetés Hármori József agykutató professzorral. *Új köznevelés* 72/2 (2016). <https://folyoiratok.oh.gov.hu/uj-koznevelas/lapszamok/2016-2>
- P. A. Mueller, D. M. Oppenheimer: The Pen Is Mightier Than the Keyboard: Advantages of Longhand Over Laptop Note Taking. *Psychological Science* 25/6 (2014) 1159–1168. DOI: 10.1177/0956797614524581
- Papp-Danka A.: *Az online tanulási környezettel támogatott oktatási formák tanulásmódszertanának vizsgálata*. ELTE Eötvös Kiadó, Budapest, 2014.
- Juhász A. et al.: *A fizika tanítása a középiskolában I*. ELTE Eötvös Kiadó, Budapest, 2015.
- <https://phet.colorado.edu>
- Polonyi T., Abari K., Horkai A., Tiszai K.: *Digitális tanulás és tanítás az iskolában*. (2018).
- Bonifert D-né et al.: *Fizika 7. Mechanika, bõtan*. Mozaik Kiadó, Szeged, 2007.
- Pataki A.: *A többváltozós Shapiro–Wilk tesztek vizsgálata*. Ph.D. doktori értekezés. Budapesti Corvinus Egyetem Közgazdaságtani Doktori Iskola, Budapest, 2001.
- D. Graham: *Checking for Normality in JASP*. (2020). <https://www.youtube.com/watch?v=41eOkYHkRSQ&t=251s>
- Fidy J., Makara G.: *Biostatistika. Két összetartozó minta összehasonlítása*. (2005). <https://regi.tankonyvtar.hu/hu/tartalom/tkt/biostatistika-1/ch08s03.html>

VILLÁMOK AZ ÚJ NEMZETI ALAPTANTERV TÜKRÉBEN

Takátsné Lucz Ildikó – Budapest II. Kerületi Szabó Lőrinc Kéttannyelvű Általános Iskola és Gimnázium
Tasnádi Péter – ELTE TTK Meteorológiai Tanszék

Az új NAT [1] és a ráépülő kerettanterv [2] gyökeresen megváltoztatta a fizikatanítás kereteit, lehetőségeit és tartalmát is. A tanterv fejezetei nem a fizika hagyományos fejezetei mentén kerültek kijelölésre, szokatlan címek jelentek meg a tartalmi anyag leírásában. (A közlekedés fizikája, szikrák és villámok stb.) Nagyot csökkent a kötelező óraszám és a többi természettudományos tárgyhoz hasonlóan az általános tantervű osztályok fizika tananyagát is be kell fejezni a tizedik osztály végéig. A természettudományos alapokat igénylő pályák felé orientálódó diákoknak lényegében 16 éves korukban el kell dönteni, hogy milyen pályára készülnek, hiszen a természettudományos felvételre csak fakultatív órákon tudnak felkészülni. A tantervkészítők által célként kitűzött tananyagcsökkentés elsősorban a feldolgozás mélységét érintette, tartalmilag rengeteg új, eddig nem szereplő, lényegében csak verbálisan, közlés szintjén feldolgozható téma jelent meg. Így a fizika tanításában is tudomásul kell venni, hogy az absztrakcióigényes részek, illetve fogalmilag nehezebb feldolgozás alig-alig illeszthető be a tananyagba. A fizika tantárgy korábban megfogalmazott céljai, a természettudományos törvények fogalomrendszerének, törvényeinek mennyiségi felhasználása, a természettudományos modellalkotás és a lényegi vonások kiemelésének bemutatása érdemben már csak a természettudományos irányban továbbtanulók számára, a fakultatív órakeretben valósítható meg.

E cikkben semmiképpen sem a NAT-ot vagy a kerettantervet kívánjuk értékelni. Célunk „cseppben a tengerként” az egyik új kerettantervi fejezetben, a

Szikrák és villámokban a villámok tanítási szerepének vizsgálata. A NAT-ot áttekintve nyilvánvaló, hogy a törvényalkotók a szikrák, villámok témakörön, a fizika irodalmában és a korábbi tantervekben elektrosztatika cím alatt tárgyalt anyagot értik. A villámok fizikája azonban lényegét illetően nem tárgyalható az elektrosztatika keretében. Szikrák, villámok akkor keletkeznek, amikor a sztatikus töltésfelhalmozódás miatt létrejövő feszültség meghaladja a közeg átütési szilárdságát, és a pozitív és negatív töltésű tartományok között lavinaszerű töltésmozgással kiegyenlítődik. Amikor a sztatikus tér növekedése miatt megjelennek a szikrák és villámok, akkor a sztatika törvényei már nem elegendők a bekövetkező jelenségek magyarázatához. Sarkosan fogalmazva, ahol a villámok megjelennek, ott ér véget az elektrosztatika. A villámban lefutó egymás utáni áramlökések bonyolult, az elektromágneses hullámok széles spektrumát mutató hullámteret hoznak létre. Cikkünkkel rá szeretnénk mutatni, hogy a villámokhoz hasonló komplex témák feldolgozása nem köthető a fizika egyetlen részfejezetéhez, a komplex téma csak abban az esetben lesz igazán hasznos, ha a fizika különböző fejezeteiben újra és újra visszatérünk hozzá, és ha kompromisszumokon és elhallgatásokon keresztül is, de eljutunk – az adott diákcsoport szintjén – a teljes leíráshoz.

A villámok témaköre véleményünk szerint motiváló ereje, érdekessége miatt került nagy súllyal a NAT kötelező anyagába, hiszen a napjainkban egyre gyakrabban tapasztalható extrém időjárási jelenségek, heves zivatarok és a velük együttjáró, időnként emberek életét is követelő, jelentős anyagi károkat okozó villámcsapások a társadalmi érdeklődés középpontjába is kerültek. Az új kerettantervben együtt a hangsúlyosabbá válik a korábban kiegészítő vagy olvasmányrészben található villámvédelem kérdése is, ezen belül elsősorban a villámhárító működése. Új elemként jelenik meg a zivataros időben való helyes magatartás kialakításának igénye.

Mit és hogyan tanítsunk diákjainknak ezekből a témakörökből, figyelembe véve a problémakör összetettségét, a gyakorlatorientáltságot, az összóraszám csökkenését, ugyanakkor a témában rejlő óriási motivációs lehetőséget? Hogyan kerülhető el, hogy a fizika elveszítse talán legfontosabb szerepét, a természeti jelenségek mennyiségi leírásának megmutatását, és leíró jellegű tárggyá váljék? (Erre véleményünk szerint csak akkor van lehetőség, ha a tanárok több szabadságot kapnak kiegészítő tananyagok készítésére és tárgyalására.) További problémát jelent, hogy ezen témakörök – amint a NAT-ba beemelt sok egyéb témának is – rengeteg részlete még tisztázatlan, tudományosan is vizsgálat tárgya. Emiatt nagy terhet ró ránk, tanárookra a korántsem mindig világos tudományos magya-

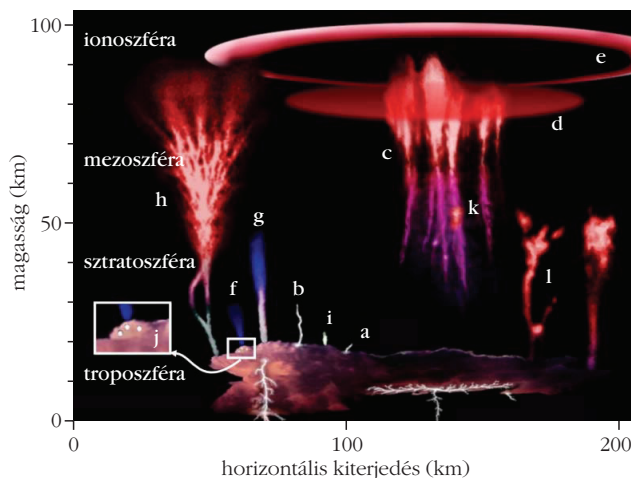
A tanulmány elkészítését a Magyar Tudományos Akadémia Tanításpedagógiai Kutatási Programja támogatta.



Takátsné Lucz Ildikó az ELTE Fizika Doktori Iskola Fizika Tanítása alprogram PhD-hallgatója, az MTA–ELTE Fizika Tanítása Kutatócsoport tagja, a Budapest II. Kerületi Szabó Lőrinc Kéttannyelvű Általános Iskola és Gimnázium matematika- és fizikaszakos tanára.



Tasnádi Péter matematika–fizika tanár, meteorológus, az ELTE TTK nyugalmazott egyetemi tanára. Tíz évig volt a TTK Oktatási dékánhelyettese. Egyetemi, középiskolai és általános iskolai tankönyvek szerzője. Kutatási területe a dinamikus meteorológia és a fizikatanítás szak módszertana, korábban a fémfizika volt.



1. ábra. Felsőlégi elektro-optikai jelenségek: a) közönséges, felfelé irányuló villámkisülés, b) felfelé irányuló óriás kisülés, c) vörös lidérc, d) lidércudvar, e) gyűrűlidérc, f) kis kék nyaláb, g) kék nyaláb, h) óriás nyaláb, i) törpe, j) tündérek, k) troll, l) pálma lidérc (Élet és Tudomány 2013/15 nyomán).

rázatok megértése, illetve a bonyolult matematikát alkalmazó elméletek diákjaink szintjén történő interpretálása. Nem beszélve arról, hogy a frissen megjelenő tudományos eredmények könnyen válhatnak a tankönyvi anyag leggyorsabban avuló részévé.

A következőkben kifejezetten a légköri elektromosságra koncentrálna analízis, hogy a villámok témaköre miként illeszthető be a tananyagba, mennyire kell kiegészíteni a kérdéskör pusztán elektrosztatikai ismeretekre támaszkodó tárgyalását ahhoz, hogy a fizikai szemlélet ne sérüljön. A szakmai anyag teljességében nyilván nem fér a tananyagba, azonban szakkörön kibontható, és hasznos kiegészítést jelent mind a fizika, mind a földi légkör sajátosságainak jobb megismeréséhez. Véleményünk szerint, ha nem elégszünk meg a villámok egyes tulajdonságainak felvillantásával és a villámvédelem rövid taglalásával, hanem a kérdéskört a légköri elektromosság tágabb kontextusában tárgyaljuk, akkor a tananyag kis bővítésével a tanulók fizikai szemléletét sokkal hatékonyabban fejleszthetjük, mintha a témát szűkre szabva a villámokra korlátozzuk.

Mit tudnak a diákok a villámokról?

A villámokat minden diák ismeri, így a téma megkezdésekor érdemes a tanulók tapasztalataira támaszkodva összegyűjteni az előismereteket. Általános tantervű gimnáziumi tizedik osztályban írtunk egyszerű tesztet, hogy a felmérjük a diákok „hozott” ismereteit. Az előzetes felmérés azért is hasznos, mert a különböző diákcsoportok ismeretei jelentősen eltérhetnek, és a felmérés birtokában alkalmazkodhatunk az előzetes tudáshoz, illetve megismerhetjük a jellegzetes tévképzeteket. A kérdéssort a témakör tárgyalásának befejezése után is megírtuk a célból, hogy megvizsgáljuk az elsajátított ismeretek alakulását. A tesztből azokat a kérdéseket ragadtuk ki, amelyek jelen cikk témakörébe tartoznak.

1. Normál körülmények között a levegő jó szigetelő. A villámok kialakulásához a levegőnek vezetővé kell válnia. Szerinted hogyan lehetséges ez?

2. Tudod-e, hogyan csoportosíthatjuk a villámokat?

3. Mit gondolsz, hogyan jön létre a mennydörgés?

4. Milyen hatásait ismered a villámoknak?

5. A villámhárító feltalálója *Benjamin Franklin* volt.

a) Mit gondolsz, mi a villámhárító szerepe?

b) Helyes-e a „villámhárító” elnevezés? Válaszodat indokold!

6. A dörgés és a villámlás észlelése között eltelt idő ismeretében szerinted hogyan határozható meg a villámlás távolsága?

7. Az űrhajósok és a repülőgép-pilóták a felső légkörben kiterjedt fénytűneményeket észleltek. Hallottál róluk? Nevez meg közülük néhányat (1. ábra)!

A felmérésben 28 fő vett részt. Az ő eredményeik láthatók a 2. ábrán. A kérdések sorszáma a fenti lista kérdéssorára vonatkozik.

Néhány, a kérdésekhez kapcsolódó észrevétel:

2. kérdés: a villámok csoportosításának kétféle lehetőségére is kitért 5 tanuló.

4. kérdés: előzetes megkérdezéskor a tanulók csak a halált említették a villámcsapás hatásaként, míg utólagos válaszadáskor 18 fő legalább négyféle hatást sorolt fel.

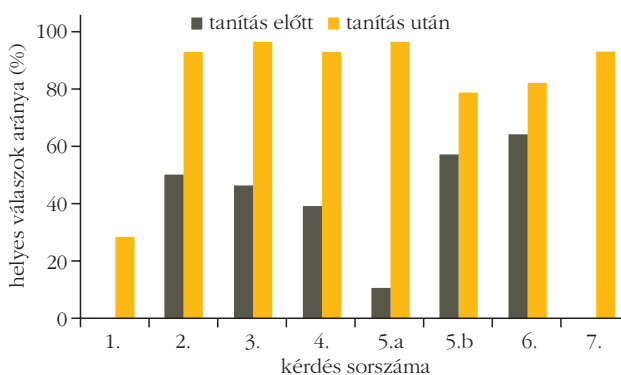
7. kérdés: mindegyiket 3 fő, legalább tizet 17 fő, legalább a felét 23 fő ismerte fel.

A teszt rávilágított arra, hogy a témakör elsősorban verbális ismeretekre épül, erre utal a tanítás utáni majdnem 100%-os eredmény, valamint az, hogy a felsőlégi fénytűneményeket korábban egyetlen tanuló sem ismerte. A tananyag órai megtárgyalása ezért nem megértési, hanem tényanyagbeli hiányosságokat pótol. Nagy a felelősségünk tehát abban, hogy a villámok témakörből mit emeljük be a tananyagba, hogy a hétköznapi ismeretek mellé szemléletformáló többletet adjunk, ugyanakkor hagyjunk időt az elektrosztatika fontos fogalmainak kellő súlyú tárgyalására is.

A légkör elektromos kisülései, a villámok

E fejezetben a villámok keletkezésére, tulajdonságaira, hatására és a Föld légkörében betöltött szerepére vonatkozó ismereteket foglaljuk össze. Az összefogla-

2. ábra. Az előzetes és utólagos felmérés eredményei. Vízszintesen a kérdések sorszáma, függőlegesen a megoldottság mértéke látható.



lás tanári szemmel a tudományos anyag tanítási reprodukciójának (Modeling Education Reconstruction) szempontjait követve tesszük meg.

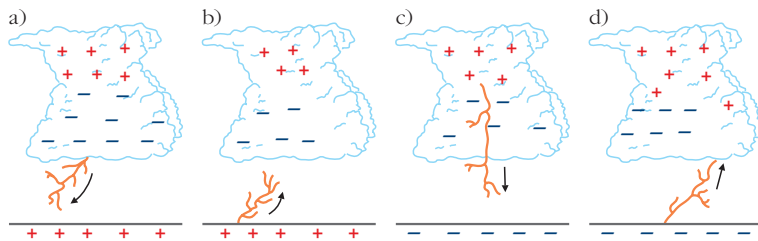
Egy kis fizikatörténet

A légköri elektromosság vizsgálatának első lépéseit Benjamin Franklin tette meg a 18. század második felében. Abban az időben kétféle elektromosságot ismertek, az úgynevezett üvegelektromosságot és a gyantaelektromosságot. Mindkettő dörzsölés hatására keletkezett és megállapították, hogy a kétféle elektromosság vonzza egymást. Franklin egyetlen töltésfaját tételezett fel, az üvegtöltést. A test elektromos állapota szerinte attól függ, hogy ebből az elektromos töltésből a testen a normálnál több van-e, vagy éppen hiány (ő vezette be a negatív és pozitív töltés fogalmát is). Franklin úgy magyarázta az elektromos jelenségeket, hogy a villamos töltés önmagára taszító hatást fejt ki, viszont a villamos töltés és az anyag vonzza egymást.

Zivatartelől elsőként *Thomas-François D'Alibard* nyugalmazott dragonyos katona csapolt le szikrákat 1752. május 10-én egy Párizs melletti kis francia faluban (Marly-la-Ville) egy 12 m hosszú vasrúddal, amit a földtől borosüvegekkel szigetelt el. Benjamin Franklin megismételte D'Alibard kísérletét, és a szikrákat az elektromossággal hozta kapcsolatba. Ebben az időben sok tudós írta le a laboratóriumi kísérletek és a villámlás közötti hasonlóságot. A kísérletet több országban (Olaszország, Hollandia, Anglia) is megismételték, és maga Benjamin Franklin is többször elvégezte. Franklin kísérletei közül a legismertebb a „sárkányos” kísérlet. Ebben közel 1 méter széles sárkányt használt, amelynek zsinórja 2,5 m hosszú nedves kendermadzagból készült, amelybe vashuzalt szöttek. A zsinór végén rézből készült kulcs függött, a kísérletező (Benjamin Franklin) a jobb kezén pedig aranygyűrűt viselt. A gyűrű és a kulcs között már akkor szikrák keletkeztek, amikor a felhő még nem mutatott zivatartevékenységet.

A történeti összefoglalás jó kapcsolódási lehetőséget jelent az elektrosztatika fogalomrendszerének kialakításához.

Benjamin Franklint követően a 19. század végi spektroszkópia és fotográfia megjelenéséig nem volt jelentős tudományos előrelépés a villámlás folyamatának megértésében. A villámlás olyan gyors folyamat, hogy időbeli lefolyása hozzáférhetetlen volt a kutatók számára. Az áttörés akkor következett be, amikor 1900-ban *Charles Vernon Boys* speciális fényképezőgépet talált fel, amely lehetővé tette, hogy a villámlásról nagyon rövid idő alatt sorozatfelvétel készüljön. A fényképezőgép lencséje mögött a film gyorsan mozgott és a filmen széthúzva egymás mellett jelentek meg a villám időbeli fázisait mutató képek. A felvételekkel 1 mikroszekundumos felbontásban vált nyomon követhetővé a villámlás folyamata. A felvétel természetesen csak a villámlás fázisait teszi elkülöníthetővé, a folyamat okára és a villám viselkedésre nem ad magyarázatot.



3. ábra. A lecsapó villámok csoportosítása. a) negatív felhő-föld villám, b) pozitív föld-felhő villám, c) pozitív felhő-föld villám, d) negatív föld-felhő villám.

A villámok tulajdonságai

Normál körülmények között (10^5 Pa és 293 K) a levegő kiváló szigetelő, átütési szilárdsága a tengerszinten 3 MV/m (a magasság növekedésével értéke csökken). Ez azt jelenti, hogy ha az elektromos térerősség meghaladja ezt az értéket, akkor a levegő vezetővé válik, benne különböző kisülési jelenségek jöhetnek létre. Ilyenek a villámok is. Villámok keletkezhetnek felhő-kön belül, két felhő között, illetve felhő és a Föld felszíne között is. Villámcsapáskor a térerősség értéke hirtelen lecsökken, majd rövid időn belül (néhány másodperc elteltével) exponenciálisan növekedve visszaáll eredeti értékre, ami a felhő ismételt feltöltődéséhez vezet.

A felhő-föld, úgynevezett lecsapó villámoknak négy csoportját különböztetjük meg a villám kiindulási helyének és a benne szállított töltés előjelének megfelelően. Ezeket a típusokat szemlélteti a 3. ábra.

A villámlás folyamatát ma már jól ismerjük, gyorsfilmes eljárásokkal pontosan megállapították a villám időbeli lefolyásának szakaszait [3–6]. (Megjegyezzük, hogy a villámokról jelenleg már félmillió képkocka/másodperc sebességgel készített videofelvételek is rendelkezésre állnak.)

A villám szakaszai a következők:

1. Elővillám (átütés a felhőalap ellentétes előjelű tartományai között) és a felhőn belüli, két irányban terjedő vezetőcsatorna kialakulása,

2. lépcsős vezetés létrejötte a felhőn belül (az elnevezés eredete, hogy a vezető csatorna nagyon rövid ideig tartó lépcsőfokokhoz hasonló felvillanásokban terjed, a felvillanások között 10–100 μ s idő telik el),

3. a lépcsős vezetés megindul a föld felé, ugyanakkor vele egyidejűleg a vezetési csatorna másik része pozitív töltést szállít a felhő negatív töltésközpontja felé,

4. a lefelé gyorsan mozgó töltések ionizálják, így vezetővé teszik a levegőt, és kialakul a villámcsatorna,

5. a lefelé haladó vezetési csatorna megosztó hatásának és a földön található hegyes objektumok körüli csúcshatásnak köszönhetően a földről úgynevezett csatoló vezető indul a felhő felé,

6. amikor a felhőből lefelé és a földről felfelé tartó vezetési front összekapcsolódik, létrejön az első „viszszacsapás”. Ekkor a villámcsatorna felfénylik, a vezetési csatorna hirtelen felmelegszik, kitágul, lökéshullámot generál a környező levegőben. Ez a mennydörög oka.

7. A visszacsapó front eléri a felhőt, a villámlás egy pillanatra megszűnik, de megmarad az ionokkal teli villámcsatorna,

8. megindul az első dárda (gerely) villám a föld felé (a dárдавillám a felhőn belül ott keletkezik, ahol a vezetési csatorna megszakadt, de a visszacsapó villám a lépcsős vezetés során kialakult, még forró csatornát helyreállítja, a dárдавillám ebben a csatornában halad megszakítások és újabb ágak létrehozása nélkül). A dárдавillám nevét az egyenes terjedésről kapta.

9. Megindul a második visszacsapás,

10. a dárдавillám-visszacsapó villám kialakulási folyamata többször ismétlődik.

A villámnak mind térbeli, mind időbeli szerkezete bonyolult, és nyilvánvaló, hogy a tanításban megelégedhetünk a folyamat két szakaszra, az elővillámra és a fővillámnak nevezhető visszacsapóvillám-szakaszra bontásával. Az elővillámot a lefelé haladó és ennek során vezetési csatornát kialakító kisüléssel érdemes azonosítani, míg a fővillámot a visszacsapó szakasszal. A fővillám töltéskiegyenlítődési folyamata a fénysebességgel összemérhető sebességű hullámként szalad a föld felől a felhő felé. Az áramerősség csúcserőértéke ezekben a folyamatokban 30 000 amper, de extrém esetben a 80 000 amper is elérheti. A visszacsapásban a földre jutó negatív töltés 5 coulombra becsülhető. A nagy áramerősség komoly hő keletkezésével is jár. A visszacsapás során a vezető csatorna hőmérséklete a 36 000 kelvint is elérheti. A szinte pillanatszerűen felszabaduló hő hozza létre a korábban már említett lökeshullámot és mennydörgést. A visszacsapó szakasz a villámlás legfontosabb része, a pusztító hatás és a mennydörgés is ennek következménye. A hirtelen megnövekvő áram erős elektromágneses hullámot is kelt, ez zavarja például a rádióadást, de tönkretelheti a számítógépeket is. Pusztán szemmel nem különíthetők el a villám fényes és sötét szakaszai. Amit érzékelünk, az általában a lépcsős csatorna fénye, ami nem különül el a visszacsapás fényhatásától, és a villám lecsapása után rövid ideig folyamatosan fényes marad. A visszacsapás néhány száz mikroszekundum alatt lezajlik. Ezután a csatorna már nem fénylik, azonban hőmérséklete még néhány-szor tíz milliszekundumon keresztül több ezer kelvin hőmérsékletű marad. Ezzel a villám élete befejeződhet, gyakoribb azonban, hogy az első folyamatban

keletkező forró vezető csatornán többször is megismétlődő újabb villámcsapás fut végig.

A villámcsapás fizikai tulajdonságai közül a villámok (káros) hatását meghatározó elemek a következők:

- a *villámáram csúcserőértéke* a becsapási pontban,
- a becsapási ponton *kiegyenlítő töltésmennyiség*,
- az áramhullám kezdeti felfutó szakaszán fellépő

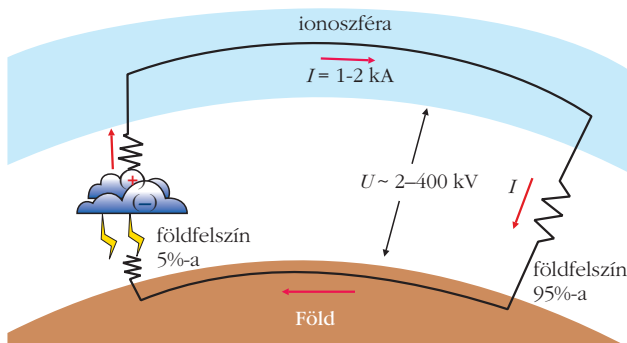
úgynevezett *árammeredekség*, amely azt mutatja meg, hogy az áramerősség 1 mikroszekundum alatt hány kiloamperrel változik (ez a mágneses tér változásán keresztül az indukált elektromos teret szabja meg),

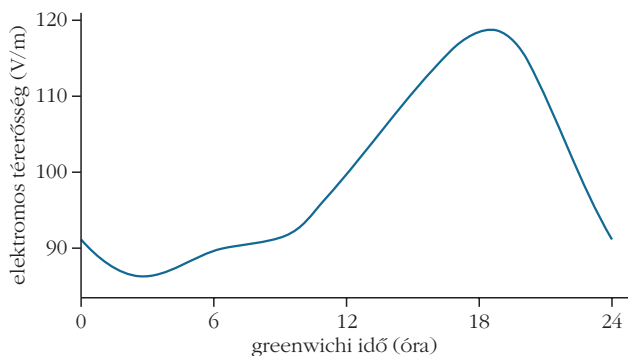
- a *fajlagos energia*, ez az energia a villámáram hatására az $1\ \Omega$ ellenálláson felszabaduló energiát jelenti, így a villámok több káros hatása szempontjából is kiemelkedő jelentőségű.

A Föld légkörének elektromos szerkezete – a nagy légköri elektromos áramkör

A villámok keletkezése és szerepe a légköri elektromosságban nem érthető meg néhány fontos, a földi légkörre vonatkozó tény ismerete nélkül. A továbbiakban ezeket részletezzük. A tapasztalat szerint a Föld negatív töltésű és mintegy 50 km magasságban ionokból álló réteg (ionoszféra) veszi körül, amelynek eredő töltése pozitív. Mind a földfelszín, mind az ionoszféra jó vezetőnek tekinthető, így a két réteg hatalmas gömbkondenzátort alkot, amelynek feszültsége jó közelítéssel 400 kV. Ezt a kondenzátort levegő tölti ki, amely ilyen nagy feszültség mellett rossz szigetelő. Bár a felszín felé folyó áramsűrűség átlagos értéke rendkívül kicsiny, ha a teljes földfelszíntől induló áramot kiszámítjuk körülbelül $1\text{--}2 \cdot 10^3$ A-t kapunk. Ez az áram nagyjából állandó, és pozitív töltéseket szállít a felszínre. (Az áram teljesítménye közel $7 \cdot 10^8$ W.) Azonnal felmerül a kérdés, hogy ezen áram hatására miért nem szűnik meg a Föld negatív töltése? A földfelszín irányába folyó mintegy $1\text{--}2 \cdot 10^3$ A áram ugyanis körülbelül fél óra alatt kisútná a Föld negatív töltését [7]! A kérdésre a választ a Nobel-díjas *C. T. R. Wilson* adta meg egyszerű modell formájában. Wilson egyszerű áramkört képzelt el a talaj és az ionoszféra között (4. ábra). Alapgondolata szerint a Föld és az ionoszféra által alkotott hatalmas kondenzátor lemezeit a zivatarok villámai folyamatosan újratöltik! A zivatarokban szétváló töltések miatt a felhő-föld villámok folyamatosan negatív töltést szállítanak a Földre, míg a felhőtető és az ionoszféra között folyó áramok pozitív töltést visznek az ionoszférába. Egy zivartart átlagosan 1 A áramot keltő generátornak tekinthetünk, így a Földön összességében nagyjából mindig 1000–2000 zivatar tombol. Azonnal megállapítható, hogy a felhőmentes „szépidő-zónák” és felhős, zivataros tartományok elektromos szempontból is nagyon eltérnek egymástól. A „szépidő-zónák” kiterjedése bármely időpillanatban sokkal nagyobb, mint a zivatarosaké. (A zivataros területek nagysága a teljes földfelszín nagyjából 4-5%-a [3, 6]. Természetesen az átlagtól sokféle eltérés tapasztalható, a zivata-

4. ábra. A nagy légköri elektromos áramkör.





5. ábra. A térerősség napi alakulása a „szépidő-zónában”.

rok számának évszakos és napi menete is van. A 4. ábra áramköre a szépidő-zónákat egyetlen ellenállással, a zivataros területeket pedig egyetlen generátorral helyettesíti.

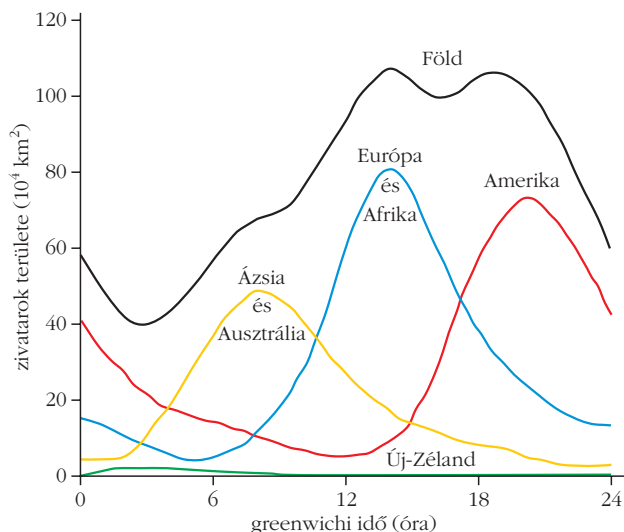
Az elektromos térerősség napi menete

A mérések szerint a potenciálgradiens derült időben, a Föld óceánjai felett, a helytől függetlenül jó közelítéssel minden pillanatban azonos, azaz napi menete nem a lokális, hanem az abszolút időtől függ (5. ábra). (A méréseket azért érdemes az óceánokon végezni, mert a helyi szennyeződések nagyot változtathatnak a potenciálgradiens értékén, az óceánok felett azonban többnyire tiszta a levegő.) A helytől való függetlenségét a Nobel-díjas *Edward Victor Appleton*, az ionoszféra egyik felfedezője éppen azzal magyarázta, hogy a Föld körül elhelyezkedő nagy vezetőképességű réteg (az ionoszféra) lehetetlenné teszi a lokális potenciálkülönbségeket. Az 5. ábra azt mutatja, hogy akárhol is végezzük a méréseket, a térerősség maximuma a greenwichi időnek megfelelően este hét órákor, minimuma pedig hajnali négy órákor következik be. A mérések szerint ugyanezt a menetet követi a Föld összesített zivatarvekenysége is (6. ábra)!

A 6. ábráról könnyen megérthetjük az első pillantásra misztikusnak tűnő időfüggés okát is. A Föld zivatarvekenységében Afrika és az amerikai kontinens egyenlítői területei domináns szerepet játszanak. Akkorra esik a Föld zivatarvekenységének maximuma, illetve a minimuma, amikor ezeken a kontinenseken a legtöbb, illetve legkevesebb zivatar alakul ki [3, 8]. Az ionoszféra és a föld közötti elektromos feszültség (így a térerősség is) érthetően akkor a legnagyobb, amikor a zivatargenerátorok legintenzívebben működnek.

Töltésszétválás a zivatarfelhőben

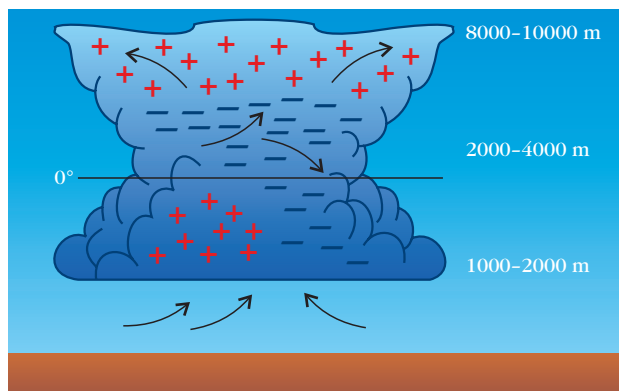
A zivatarfelhő (cumulonimbus) feltűnő megjelenésű, könnyen felismerhető felhőtípus. Mind vízszintes, mind függőleges irányban nagy kiterjedésű, sötét színű felhő, amely kisebb zivatarcella esetén is körülbelül 20 millió tonna levegőt, 100–300 ezer tonna vizgőzt és nagyjából ugyanennyi folyadékvizet tartalmaz különböző formákban. Magassága akár 12 km is le-



6. ábra. A napi zivatarvekenység globális eloszlása.

het, oldalról toronyszerű, hegységre emlékeztető felépítésű, míg a felhőtető jellemzően ellaposodó, üllő alakban szétterülő. Kialakulását a Föld felszínének felmelegedése miatt létrejövő nagy intenzitású konvekció okozza, amely egyben meghatározza a felhő elektromos szerkezetét is (7. ábra). Létrejöttét heves záporok, mennydörgés és villámlás kíséri. Ez utóbbit a zivatarfelhő töltéseloszlása határozza meg, amelynek egyszerűsített, de a lényegét kifejező változatát szemlélteti a 7. ábra. A kutatók a 20. század elején kezdték vizsgálni a felhők elektromos tulajdonságait, először megszületett a „felhő-dipól” elképzelés, amelyet később tripólusszerkezetté egészítettek ki. Ma már ballonos mérések adatai alapján egyértelműen tudjuk, hogy valóságban a helyzet ennél sokkal bonyolultabb. A felhőfizikai kutatások következő, zivatarfelhőkkel kapcsolatos nagy kérdése a töltések keletkezésének magyarázata volt. A folyamatra kielégítő választ még nem sikerült adni. A mechanizmus nagyon összetett, a jelenleg leginkább elfogadott magyarázat szerint a töltésszétválás többé-kevésbé független az elektromos térerősségtől. Az elmélet szerint a töltéseloszlás a könnyű jégkristályok és a nagyobb graupelek (nagy jégzemcsék) ütközésén, s a felhőben lévő túlhevült víz mennyiségén múlik. Laboratóriumi mérések szerint a felhőelemek ütközését követően

7. ábra. Töltéseloszlás a zivatarfelhőben.



a részecskék töltésének előjele a hőmérséklettől függ [3, 9]. Ütközés után a lefelé eső graupelek töltése $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$ -nál alacsonyabb hőmérsékleten negatív, a kisebb jégkristályoké pedig pozitív lesz. A $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$ -nál magasabb hőmérséklet-tartományban a töltések éppen ellenkező módon alakulnak, a nagy graupelek töltése lesz pozitív és a kicsiny jégkristályoké negatív. Az elmélet szerint a kritikus $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$ -os szinten negatív töltések halmozódnak fel. Ez már megmagyarázza a $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$ -os izotermánál megjelenő negatív töltésű tartományt, s a felette a feláramlással felfelé sodort könnyű pozitív jégkristályokból kialakuló pozitív tartományt (7. ábra).

A levegő vezetőképesége

A légkör alsóbb rétegeiben a gázok semleges atomok vagy molekulák formájában fordulnak elő, ezért ott a levegő szigetelőként viselkedik. A felszín közelében – a földkéregben található radioaktív anyagok sugárzásának köszönhetően – a levegőben csekély számban előfordulnak szabad elektronok (1 cm^3 levegőben 10 darab szabad elektron), de ez önmagában még nem elegendő ahhoz, hogy a levegő vezetővé váljon. A levegő mindig tartalmaz „szennyeződések” (finom porszemekhez hasonló talajrészecskéket, vagy tengervízcseppekből visszamaradó NaCl kristályokat stb.), amelyek a levegőben lebegve feltöltődnek. Ezen lassú mozgású, nagy ionok száma időben és térben nagyon eltérő lehet. Ők okozzák a levegő vezetőképeségének változékonyságát. A felszíntől távolodva a légköri vezetőképeség alakulását a naptevékenységből származó töltött részecskék, valamint a kozmikus sugárzás határozza meg. A kozmikus sugárzás hatására keletkező kicsiny ionok sokkal mozgékonyabbak, mint a „szennyező” magként megjelenő nagy ionok. A magassággal a levegőben található ionok és töltött részecskék száma ugrásszerűen megnő, ami a vezetőképeség rohamos emelkedéséhez vezet. Ennek egyik oka a kozmikus sugárzás keltette ionizáció fokozódása, a másik a levegő sűrűségének csökkenése, amelynek következtében megnő az ionok szabad úthossza. Körülbelül 50 km-es magasságban a légkör vezetővé válik.

A villámok keletkezése

Felmerül a kérdés, vajon mitől függ, hogy adott pillanatban történik-e villámcsapás. Egyszerűnek tűnik a válasz: amint a kondenzátor lemezei között akkor keletkezik átütés (szikra), amikor az elektromos tér eléri a szigetelőanyag átütési szilárdságát, a levegő ellentétes töltésű tartományai között is ez a villámlás (átütés) feltétele.

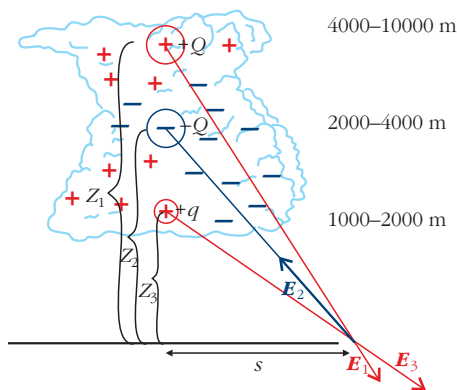
A felhőkben végzett mérések azonban kellemetlen meglepetéssel szolgáltak. Bár a levegő nem tökéletes szigetelőanyag, átütési szilárdsága, ahogyan korábban már említettük, normál körülmények között igen nagy ($2\text{--}3\text{ MV/m}$). A felhőkben az elektromos tér ezt

sohasem éri el, villámok tehát egyáltalán nem is keletkezhetnének. A tapasztalat szerint azonban a villámok keletkezéséhez nagyjából 200 kV/m térerősség elegendő lehet. Elegendő lehet, de nem mindig elegendő! A helyzet fizikailag teljesen érthetetlennek tűnik, értelmes magyarázat csak akkor adható, ha levegő átütési szilárdsága valamilyen hatás miatt nagyot csökken.

A klasszikus elméletek a villám keletkezését a lokális elektromos tér nagymértékű, az átütési szilárdság fölé növekedésének tulajdonítják, a lokális térerősség-növekedést pedig a felhő töltött részecskéinek ütközésével magyarázzák. Feltételezik például, hogy az ütközések miatt egymás közelébe kerülő töltött részecskék egyetlen elnyúlt alakzattá rendeződnek, amelynek tere meghaladhatja a levegő átütési szilárdságát. Az elektromos tér növekedése létrejöhet a levegő meghatározott térfogatrészének turbulens folyamatok miatti hirtelen, nagymértékű összenyomódása következtében is. Ekkor az összenyomódó térfogatban a töltések is összesűrűsödnek, így az eredő térerősség lokálisan hirtelen megnövekszik, és bekövetkezhet az átütés. A lokálisan hatalmasra növekedő tér azonban sohasem figyelhető meg. Az elmélet szerint azért nem, mert a térerősség-növekedés lokálisan és csak átmenetileg, rövid időtartamban történik meg, így előre nem jósolható, hogy mikor és hol kellene mérni. Amennyiben azonban a felhő kicsiny tartományában átütés keletkezik, akkor már csak 250 kV/m szükséges ahhoz, hogy vezető csatorna jöjjön létre, amelynek terjedéséhez már csak 100 kV/m térerősség szükséges, s ilyen háttér-térerősségben már egymást követhetik a villámterjedés korábban megtárgyalt szakaszai.

A fenti kép azonban inkább azt a hatást kelti bennünk, hogy a tapasztalat szerint villámok léteznek, de keletkezésük oka nem világos számunkra.

Alekszander Gurevics orosz fizikus a múlt század kilencvenes éveiben a kozmikus sugárzásban vélte megtalálni a levegő vezetőképeségét megnövelő hatást. A kozmoszból a légkörbe érkező nagyenergiájú részecskék a levegőt ionizálják, és az így keletkező kozmikus záporban gyors elektronok is keletkeznek, amelyek a felhő elektromos terében felgyorsulnak és a levegő molekuláival ütközve további ionokat keltenek, s ezzel megnövelik a levegő vezetőképeségét, csökkentik az átütési szilárdságot. Az átütési szilárdság csökkenését döntően a nagyenergiájú, úgynevezett „szökő” elektronok (runaway electrons) hozzák létre, magát a jelenséget szökő átütésnek nevezhetjük. A nagyenergiájú elektronokból álló lavina már lassú elektronokból is olyan sokat kelt, hogy a nagyszámú töltéshordozó összesített hatására a levegő átütési szilárdsága lecsökken. Nagyon fontos, hogy a gyors elektronok továbbgyorsulásához szükséges elektromos tér csupán tizede a levegő átütési szilárdságának. Gurevics elméletét azzal támasztotta alá, hogy kísérletileg ellenőrizte a kiterjedt kozmikus záporok bekövetkezésének és a villámcsapások keletkezésének időbeli egyezését.



8. ábra. A felhő elektromos tere a Föld felszínén.

A villámok beépítése a fizika tananyagba

Pontos képet az új tanterv alkalmazásáról csak hosszabb tanítási tapasztalat után adhatunk, néhány következtetés és ajánlás azonban már most is tehető. Mindenképpen megerősíthető, hogy a villámok felkeltik a diákok érdeklődését, javítják a fizika iránti attitűdöt. A villámok tulajdonságainak tárgyalása a fizika több ágával kapcsolatba hozható, fejleszti a diákok természettudományos szemléletét és a különböző témakörben tanult törvények felhasználásával elősegíti a tudástranszfert. Tantervi beiktatása az elektrosztatikába indokolható, de igazán csak akkor lehet hatékony és a fizika egészébe jól beépülő, ha a villámok tulajdonságainak tárgyalására az elektromágneses hullámok keretében is visszatérünk. A tantervi kényszer miatt el kell gondolkozni azon, hogy az elektrosztatika keretében hol és milyen mélységben érdemes a témát feldolgozni. Nyilvánvaló, hogy inkább a viharfelhők elektrosztatikus terének egyszerű modelljeit tudjuk használni, és a villámokra csak keletkezésük feltételeinek vizsgálata kapcsán kerülhet sor. A tanításban mindenképpen az elektrosztatika törvényrendszerének megismertetését kell elsődlegesnek tekinteni, s ehhez alkalmazkodva kell megválasztanunk a villámmal kapcsolatos ismeretanyagot. Hangsúlyoznunk kell az egyszerűsítések szerepét.

Az elektrosztatika bevezetésekor bemutatatható kísérletek, a dörzselektromos szikrák, illetve a Van de Graaff-generátor és a leydeni palack nagyobb szikráinak bemutatása, valamint a villámokkal való analógiák jó alkalmat szolgáltatnak arra, hogy a villámkeletkezésről és a zivatarfelhő elektromosságáról egyszerű képet mutassunk be tanulóink számára. A következőkben azokat a csatlakozási pontokat emeljük ki, ahol a sztatika tananyagban érdemes villámokkal kapcsolatos ismereteket feldolgozni.

1. A Coulomb-törvény alkalmazásaként a felhők hárompólusú modelljét használva és a töltéseket pontszerűnek tekintve kiszámíthatjuk a felhőtől távolodva a télerősséget. Alkalmos töltésmennyiségekkel meghatározhatjuk, hogy felhő–felhő, illetve felhő–föld villám hatására hogyan változik a télerősség. Több töltés terének összegzésével illusztrálhatjuk, hogy az elektrosztatikus térre érvényes a szuperpozíció elve.

A töltéscentrumoktól származó télerősségvektorok a földfelszín egy pontjában (lásd a 8. ábrát):

$$\mathbf{E}_1 = k \frac{Q}{r_1^2} \frac{\mathbf{r}_1}{r_1}, \quad \mathbf{E}_2 = k \frac{Q}{r_2^2} \frac{\mathbf{r}_2}{r_2},$$

$$\mathbf{E}_3 = k \frac{q}{r_3^2} \frac{\mathbf{r}_3}{r_3}, \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3.$$

A töltéscentrumoktól származó télerősségvektorok felszínre merőleges komponensei a földfelszín egy pontjában (lásd újra a 8. ábrát):

$$E_1 = -k \frac{2Qz_1}{(z_1^2 + s^2)^{3/2}}, \quad E_2 = k \frac{2Qz_2}{(z_2^2 + s^2)^{3/2}},$$

$$E_3 = -k \frac{2qz_3}{(z_3^2 + s^2)^{3/2}}, \quad E = E_1 + E_2 + E_3,$$

ahol $k = 9 \cdot 10^9 \text{ Nm}^2\text{C}^{-2}$, Q a felhő felső pozitív, $-Q$ a felhő középső negatív, q a felhő alsó pozitív tartományának töltése; r_1 , r_2 , r_3 a földfelszín vizsgált pontjának távolsága az egyes töltéscentrumoktól, z_1 , z_2 , z_3 , valamint s ezen $\mathbf{r}$ vektorok függőleges, illetve vízszintes komponensei.

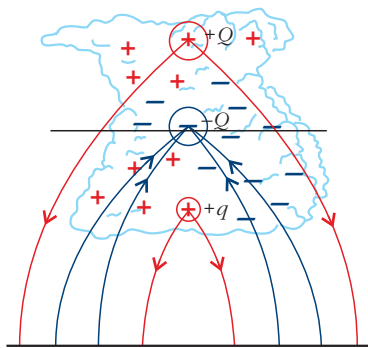
A földfelszínt először síknak érdemes tekinteni, és a télerősségek vektori összegzése mellett a felszínre merőleges télerősség-összetevőt is meghatározni (8. ábra). Számítógépes ábrával jól bemutatatható ezen összetevő változása.

$$\Delta E = k \frac{2qz_3}{(z_3^2 + s^2)^{3/2}} - k \frac{2(Q - Q')z_2}{(z_2^2 + s^2)^{3/2}},$$

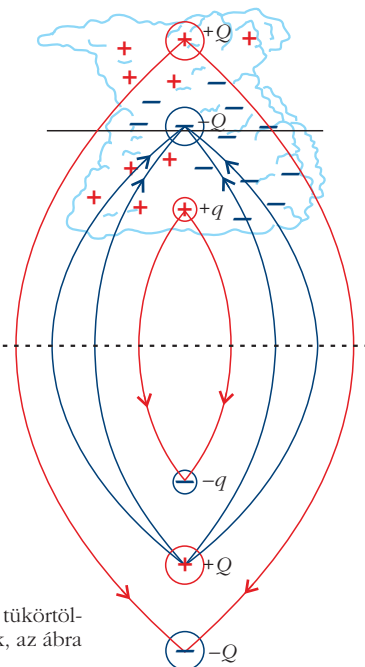
ahol $Q' = Q - \Delta Q$. A számítások során feltételeztük, hogy a felhő–föld villám a felhő alsó pozitív tartományát teljesen semlegesíti. Ha egy villámlás alkalmával a negatív töltéscentrum töltésmennyiségének változása $-\Delta Q$, akkor a villám a felszín felé $-\Delta Q + q$ töltést szállít. A tanítás során azonban érdemes megjegyeznünk, hogy valójában a felhő töltéscentrumainak megfelelő töltésmennyiségek nem tekinthetők pontszerűnek.

2. A feladat kapcsán megbeszélhető, hogy mekkora télerősség, illetve feszültség szükséges ahhoz, hogy a villámcsapás bekövetkezzék. Tisztázható az átütési feszültség fogalma. A nagyságrendek ismertetésekor elfogadtatható, hogy ilyen télerősségek mellett a föld (és az emberi test is) jó vezető, így a Föld felszíne ekvipotenciális felület. (Ezt az elektrosztatikus kísérletek is jól alátámasztják.)

3. Ismerve, hogy a Föld negatív töltéssel rendelkezik, furcsa, hogy a felhő–föld villámok negatív töltést szállítanak a földre. Az ellentmondásosnak látszó tény magyarázata jó példa a megosztás jelenségére, tehát arra, hogy az elektromos térbe helyezett vezetőben a töltések átrendeződnek. (A többlettöltés a vezetők felszínén helyezkedik el, a külső tér merőleges a felületre, belül a télerősség zérus, és a teljes térfogat ekvipotenciális.) A felhő központi, nagy negatív töltése



9. ábra. A felhő elektromos tere (az egyes töltések terét 2-2 erővonalal szemléltetjük, az ábra nem a három töltés eredő terét mutatja).



10. ábra. Tükörtöltéspárok tere (az ábrán a tükörtöltéspárok terét 2-2 erővonalal szemléltetjük, az ábra nem a három töltéspár eredő terét mutatja).

miatt a föld töltéseloszlása megváltozik, a felhő alatt nagy tartományban pozitív töltéstöbblet keletkezik (9. ábra). (Ez természetesen nem sérti a superpozíció elvét, mert amikor a töltéseloszlás sztatikussá válik, a kialakuló tér az öt létrehozó töltések függetlenül számítható tereinek superpozíciója lesz. Érdekes a diákokkal felrajzoltatni, hogyan képzelik a földelt vezető sík és egyetlen ponttöltés terének erővonalképét, berajzolva az ekvipotenciális felületeket is.

4. A földelt vezető sík és a ponttöltés terének számítása megoldható a tükörtöltés-módszerrel. Tükrözzük a ponttöltést a síkra és előjelét változtassuk ellenkezőre, majd vegyük el a vezető síkot. A két ponttöltés tere megegyezik az eredeti töltés és a síklap terével (természetesen csak abban a félsíkban, amelyben az eredeti töltés van, hiszen a másik féltre a vezető sík árnyékolja). Ha a ponttöltés potenciáljára vonatkozó

$$U = k \frac{Q}{r}$$

formulát a diákok ismerik, akkor a tükörtöltésmódszer helyessége – a vezető sík ekvipotenciális (zérus potenciálú) tulajdonságát felhasználva – szép, egyszerű gondolatmenettel igazolható (10. ábra). Induljunk ki a töltés és a tükörtöltés teréből. Azonnal adódik, hogy a két töltést összekötő egyenest felező merőleges sík potenciálja zérus, hiszen a felező merőleges sík minden pontja egyenlő távolságban van a töltésektől, így a két ellentétes töltés potenciáljának összege a sík minden pontjában zérus. A tükörtöltésmódszerrel meghatározható a jó vezetőnek tekintett földön kialakuló tér nagysága.

5. Tisztázható a földből kiemelkedő csúcsok szerepe a villámcsapás kialakulásában. A jó vezető földhöz csatlakozó hegyes tereptárgyak jó vezetőként azonos potenciálra kerülnek a földdel, a térerősség azonban

a csúcsok környezetében megnövekszik, emiatt ott a levegő vezetőképessége nő, az átütési szilárdság csökken a csúcs hatás miatt. (Ez a kérdés bonyolult, legegyszerűbb, ha kísérlettel, a csúcs hatás bemutatásával illusztráljuk.)

Az elektrosztatikai tárgyalás itt lezárul.

6. Az áramok témakörére áttérve a villámokban bekövetkező töltésmozgást is elkezdhetjük – egyszerűsített formában – tárgyalni. Ha a villám szakaszaival nem foglalkozunk, az egyetlen villámcsapás által szállított Q töltést elosztva a villámcsapás idejével definiálhatjuk a villám átlagos áramerősségét, és becslést adhatunk a villámcsapás energiájára is.

Összefoglalás

A villámok fizika tananyagba történő bevonása felkelti a tanulók érdeklődését és javítja a fizika iránti attitűdjüket. A villámok érdemi tárgyalása azonban nehéz. Az elektrosztatikában lényegében a felhők elektromos szerkezetének egyszerűsített modelljei és az átütés kérdései tárgyalhatók, a villámok lefolyása és tulajdonságainak ismertetése a tananyag tartalmi bővítését teszi szükségessé és pusztán elektrosztatikai ismereteket használva döntően csak tanári közlésekre szorítkozva tehető meg. A tanulók önálló munkája elektrosztatikai kísérletek elvégzése, illetve internetes anyagok felkutatása és kiselőadások tartása lehet. Az utóbbi azonban óvatosan kell kezelni, mert a villámokról rendelkezésre álló tudományos ismeretanyag jelenleg is alakul, változik, ami szükségessé teszi, hogy tanárként kövessük az új fejleményeket, s ez még az internet lehetőségeit használva sem könnyű feladat.

A tananyag verbális részének növelése mindenképpen időt vesz el az elektrosztatika alapvető fogalmainak (feszültség, térerősség, mezőszemlélet stb.) megismertetésétől, így ügyelnünk kell a fogalmi rész és a „verbális mese” arányaira.

Irodalom

1. Magyar Közlöny 2020. január 31. 17. száma, 382–391, <https://magyarkozlony.hu/dokumentumok/3288b6548a740b9c8da918a399a0bed1985db0f/megtekintes>
2. Kerettanterv a gimnáziumok 9–12. évfolyama számára; https://www.oktatas.hu/koznevelas/kerettantervek/2020_nat/kerettanterv_gimn_9_12_evf
3. Tasnádi P.: Légköri elektromosság, in *A Fizika Tanítása II.* (szerk. Juhász A., Tasnádi P., Gócz É.) Kézirat
4. Tasnádi P., Illy J.: *Víz a légkörben és a talajban. Villámok, gejzírek, cseppkövek és más természeti csodák.* ELTE, Budapest, 2018.
5. Horváth T.: *Villámvédelem.* Magyar Elektronikai Egyesület, Budapest, 1997.
6. V. Cooray: *An introduction to lightning.* Springer, 2015.
7. R. Feynman: *Mai fizika* 5. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1986, 122–126.
8. R. G. Harrison: The carnegie curve. *Surveys in Geophysics* 34/2 (2013) 209–232.
9. Bartoli A., Mészáros R., Geresdi I., Matyasovszky I., Pongrácz R., Weidinger T.: *Meteorológiai alapismeretek.* ELTE, 2013, 11. fejezet.

